PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 19. 1. Oktober 1913. Redaktionsschluß für No. 20 am 4. Oktober 1913. 14. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

P. Zeeman, Die rote Lithiumlinie und die spektroskopische Atomgewichtsbestimmung. S. 913.

H. R. Woltjer u. P. Zeeman, Magnetische Auflösung von Spektrallinien und Temperatur. S. 914.

O. M. Corbino, Thermo-kalorimetrische Untersuchungen am Platin bei hohen Temperaturen. S. 915.

A. Schulze, Genaue Dampfdichtebestimmungen von einigen flüssigen Kohlenstoffverbindungen. S. 922.

H. Zahn, Über die elektronentheoretische Auffassung der thermomagnetischen Effekte. S. 926.

W. Arkadiew, Eine Theorie des elektromagnetischen Feldes in den ferromagnetischen Metallen. S. 928.

M. Reich, Quantitative Messungen der durch elektrische Wellen übertragenen Energie. S. 934.

R. W. Lawson, Okkludierte Gase in Geißlerröhren. S. 938.

L. S. Ornstein, Zur Frage der Interferenz von Röntgenstrahlen. S. 941.

P. Beer u. K. Fajans, Über die Verzweigungsstelle der Thoriumreihe. S. 947.

K. Fajans, Das Verzweigungsverhältnis und das Atomgewicht der C_1-Glieder der drei radioaktiven Umwandlungsreihen. S. 951.

K. Bergwitz, Untersuchung über Störungen am Apparat zur Beobachtung der durchdringenden Strahlung nach Wulf. S. 953.

C. Dorno, Über Unstimmigkeiten des Wulfschen Strahlers und anderer zur Messung kleinster luftelektrischer Größen dienender Instrumente. S. 956.

Besprechungen:

W. F. Osgood, Lehrbuch der Funktionentheorie. I. S. 960.

Berichtigung. S. 960.

Personalien. S. 960.

Gesuche. S. 960.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Die rote Lithiumlinie und die spektroskopische Atomgewichtsbestimmung. (The red lithium line and the spectroscopic determination of atomic weights.) [1]

Von P. Zeeman.

(Mit Tafel XLVI.)

In einer früheren Mitteilung[2] habe ich gezeigt, daß die rote Lithiumlinie 6708 Å.-E. ein enges Duplett ist. Die Entfernung zwischen den Komponenten ergab sich nach einer rohen Messung als von der Größenordnung einer Viertel-Ångströmeinheit. Ich bin jetzt in der Lage gewesen, die genannte Linie im Spektrum zweiter Ordnung eines großen Rowlandschen Gitters zu photographieren. Ich habe unter Verwendung eines Eisenbogenspektrums im Violett der dritten Ordnung, das mit dem Gebiet der roten Lithiumlinie in der zweiten Ordnung zusammenfällt, den Abstand zwischen den Komponenten des natürlichen Lithiumdupletts 6708 ausgemessen und ihn zu 0,144 Ångströmeinheiten gefunden. Nur die zweite Dezimale ist sicher.

In Fig. 1 auf Tafel XLVI ist eine Wiedergabe des Lithiumdupletts zu sehen. Die Figur 2 wird in der folgenden Arbeit behandelt. Die Figur 2 zeigt die äußeren Komponenten der magnetisch geteilten D-Linien im inversen Effekt. Wir können sie hier aber benutzen, um einen Begriff von der Engigkeit des Lithiumdupletts zu geben, da die beiden vom Bogenlicht herrührenden schmalen Natriumlinien ebenfalls vorhanden sind. Da sowohl das Natriumduplett als auch das Lithiumduplett im Spektrum zweiter Ordnung photographiert worden ist, können wir den Wert des Maßstabes aus dem erstgenannten Paar herleiten.

Rydberg, sowie Kayser und Runge haben bei ihren Untersuchungen über Spektralserien nachdrücklich betont, daß die Entfernungen zwischen den Komponenten paarweiser Linien in einer Gruppe chemisch verwandter Elemente mit dem Atomgewicht zunehmen. Bei Natrium, Kalium, Rubidium und Cäsium ist das Atomgewicht angenähert proportional der Quadratwurzel aus den Entfernungen zwischen den paarweisen Linien.

Das Verhältnis zwischen der Differenz ν_1 der Frequenzen der Komponenten der paarweisen Linien und dem Quadrate des Atomgewichts μ muß daher eine Konstante sein. Nach unseren Beobachtungen ist die Differenz der Frequenzen beim Lithiumduplett 0,32.

Ritz[1] ist zu dem Schlusse gelangt, worauf mich Herr Ladenburg freundlichst aufmerksam gemacht hat, daß für verwandte Elemente die Differenz der Konstanten p_1 und p_2 der Ritzschen Spektralformel, dividiert durch das

1) Aus Versl. k. Ak. van Wet., Afd. Natuurk., **22**, 164, 1913.

2) P. Zeeman, Versl. k. Ak. van Wet., Afd. Natuurk., 1913, S. 1164; diese Zeitschr. **14**, 405, 1913; Amsterd. Proc. 1913, S. 1130.

1) Ritz, Oeuvres, S. 145.

Quadrat des Atomgewichts mit noch größerer Annäherung konstant ist als das Verhältnis $\frac{\nu_1}{\mu^2}$.

Wenn ich für Lithium[1])

$$p = -0{,}047510 = p_2$$

setze, so berechne ich

$$p_1 = -0{,}047521.$$

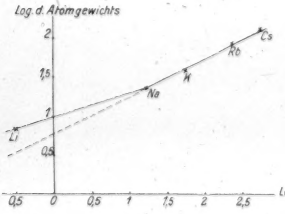
Wir finden somit für die Alkalien

	Li	*Na*	*K*	*Rb*	*Cs*
$\frac{\nu_1 \cdot 10^3}{\mu^2}$ [2])	6,53	32,3	37,8	32,3	31,6
$\frac{(p_2 - p_1) \cdot 10^5}{\mu^2}$	0,022	0,142	0,189	0,180	0,186.

Es scheint demnach, daß, wenn man die Daten für Lithium mit einbezieht, von einer Konstanz der angegebenen Verhältnisse in der Gruppe der Alkalien keine Rede sein kann.

Eine allgemeinere Form der zuerst untersuchten Regel hat Runge[3]) angegeben: In jeder Gruppe chemisch verwandter Elemente ist das Atomgewicht proportional einer Potenz des Abstands zwischen den Linien des Dupletts. Oder mit anderen Worten: Wählt man die Logarithmen des Atomgewichts und des Abstands zu Koordinaten, so liegen die entsprechenden Punkte in einer Gruppe chemisch verwandter Elemente auf einer Geraden.

Unsere graphische Darstellung zeigt, daß die genannte Regel bei *Na*, *K*, *Rb* und *Cs* schön erfüllt ist, daß aber Lithium eine Ausnahme bildet.



Wir müssen daher folgern, daß uns das Gesetz, das die Frequenzendifferenz zwischen den Komponenten paarweiser Linien mit dem Atomgewicht verbindet, noch unbekannt ist.

Eine Beobachtung über die Intensitäten des Lithiumpaares 6708 scheint noch erwähnenswert zu sein. Bei sehr kleiner Dampfdichte ist die violette Komponente die stärkere. Bei gesteigerter Dampfdichte, auf die sich die Figur 1 auf Tafel XLVI bezieht, ist das Intensitätsverhältnis umgekehrt und entspricht nicht mehr jenem der Natriumlinien. Bei noch größerer Dichte erscheinen neue Absorptionslinien in der Nähe des Lithiumpaares. Sie verdienen besonders untersucht zu werden, sind aber wahrscheinlich von derselben Natur wie die Liniengruppen, die Wood[1]) in der Nachbarschaft mehrerer Linien der Hauptserie im Natriumspektrum beobachtet hat.

1) Ritz, a. a. O., S. 57.

2) Die vier letzten Zahlen nach Rydberg, La distribution des raies spectrales, Rapports présentés au Congrès International de Physique, Paris, 1900, **2**, 219.

3) Runge u. Precht, diese Zeitschr. **4**, 285, 1903.

1) Wood, Phil. Mag. (6) **18**, 530, 1909; diese Zeitschr. **10**, 88, 1909.

(Nach Korrekturbogen von Amsterdam Proc. aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 18. August 1913.)

Magnetische Auflösung von Spektrallinien und Temperatur.
(Magnetic resolution of spectrum lines and Temperature.) [1])

Von H. R. Woltjer und P. Zeeman.

(Mit Tafel XLVI.)

Ein Einfluß der Temperatur der Lichtquelle auf die Größe der magnetischen Trennung ist bisher vergeblich gesucht worden. Es scheint eine Möglichkeit eines solchen Einflusses durch die freien Elektronen der Lichtquelle vorhanden zu sein, wenn wir die Theorie der magnetischen Auflösung von Ritz, wenigstens in ihrer ursprünglichen Form, annehmen. Es erschien uns interessant, jetzt, wo wir imstande sind, im Magnetfelde schmale Spektrallinien von niedriger Temperatur mit Hilfe der kleinen Röhren von Wood und Zeeman[2]) hervorzubringen, nach einer solchen Wirkung zu suchen. Andererseits besitzen wir Lichtquellen von sehr hoher Temperatur, nämlich die Azetylen-Sauerstofflamme und den elektrischen Funken.

Mit diesen Hilfsmitteln für die magnetisierte Lichtquelle hat Herr H. R. Woltjer eine Untersuchung über die magnetische Auflösung bei verschiedenen Temperaturen ausgeführt. Nur eine erschöpfende Diskussion der Messungsergebnisse, die in der Doktordissertation des Herrn Woltjer veröffentlicht werden sollen, vermag die größtmögliche Änderung der magnetischen Auflösung festzustellen. Außer der Größe der Auflösung ist das Intensitätsverhältnis der zerlegten Komponenten für die

1) Aus Versl. k. Ak. van Wet., Afd. Natuurk. **22**, 164, 1913.

2) R. W. Wood u. P. Zeeman, Versl. k. Ak. van Wet., Afd. Natuurk. 1913, S. 1163; diese Zeitschr. **14**, 405, 1913; Amsterdam Proc. 1913, S. 1129.

Theorie von Wichtigkeit. Wir haben eine besondere Untersuchung über diesen Gegenstand in Angriff genommen. Zunächst haben wir das Verhalten der Linie D_2 untersucht. Sie wird unter dem Einflusse des Magnetfeldes in sechs Komponenten aufgelöst, von denen vier senkrecht zum Felde, und somit hinsichtlich der Polarisation unter denselben Bedingungen schwingen. Die polarisierende Wirkung des Gitters[1]) und der gläsernen Natriumröhre kann daher das Intensitätsverhältnis dieser vier Komponenten nicht verändern. Die Reproduktion in Figur 2 auf Tafel XLVI zeigt die äußeren Komponenten der magnetisierten Absorptionslinien des Natriums bei Verwendung einer der oben genannten Röhren (Temperatur 350° C). Die Engigkeit der Linien kommt in der Reproduktion gut zur Geltung. Die Figuren 3 und 4 beziehen sich auf Versuche, bei denen ein Kalkspathomboeder vor dem Spektroskopspalt und ein horizontaler Spalt in der Nähe der Lichtquelle angebracht waren. Das Gesichtsfeld ist in drei Teile geteilt: eins mit den horizontalen Schwingungen, eins mit den vertikalen und das dritte von natürlichem Lichte herrührend[2]).

Das in Figur 3 wiedergegebene Photogramm wurde mit einer Gas-Sauerstofflamme aufgenommen; diese wurde bei späteren Versuchen (mit ähnlichen Ergebnissen) durch eine Azetylen-Sauerstofflamme ersetzt. Die Temperatur der Gas-Sauerstofflamme wird auf 2000° C, jene der Azetylen-Sauerstofflamme auf 2400° C geschätzt.

Die Temperatur der Natriumröhre, die bei dem Versuche benutzt wurde, auf den sich Figur 4 bezieht, wurde mittels eines Thermoelements zu ungefähr 300° C bestimmt.

Eine Vergleichung der Photogramme 3 und 4 zeigt deutlich einen Unterschied im Intensitätsverhältnis der äußeren Komponenten. Bei den höheren Temperaturen erscheinen die äußeren Komponenten gegenüber den inneren viel schwächer als bei der Temperatur von 300° C. Eine nähere Betrachtung lehrt, daß auch im letzteren Falle die inneren Komponenten die äußeren an Intensität übertreffen, aber der Unterschied ist geringer. Wenn die Dichte des Natriumdampfes erhöht wird, besteht bei der höheren Temperatur ein größerer Unterschied im Verhalten der inneren und der äußeren Komponenten als bei der niedrigeren. Wir haben die Absicht, bei späterer Gelegenheit auf diesen Punkt zurückzukommen. Es scheint, daß wir imstande sind, durch eine bloße Veränderung der Temperatur die einzelnen magnetischen Komponenten zu beeinflussen und ihre Intensitäten innerhalb gewisser Grenzen zu verändern.

Beim elektrischen Funken sind die äußeren Komponenten relativ schwach, gerade wie bei der Azetylen-Sauerstofflamme.

Es ist zu erwähnen, daß bei dem Versuch, auf den sich die Figuren 3 und 4 beziehen, die Temperatur verändert worden ist, der Druck aber ebensogut.

In der Glasröhre ist der Druck von der Größenordnung von einigen Millimetern, während der Gesamtdruck, der nach Humphreys bei dem Vorgange der Verschiebung von Spektrallinien entscheidend ist, bei dem Versuche mit der Gas-Sauerstofflamme gleich einer Atmosphäre ist.

In einigen wenigen Fällen hat Humphreys auch eine Änderung im Intensitätsverhältnis von Spektrallinien beobachtet. Es würde somit eine Möglichkeit vorliegen, daß der Unterschied zwischen den Figuren 3 und 4 teilweise von einer Änderung des Gesamtdrucks herrührt.

Der Effekt, den wir hier untersuchen, hat einen ziemlich komplizierten Charakter. Außer dem Dopplereffekt müssen hierbei auch die Dichte des Dampfes, die Änderung des Druckes und die Bahnlänge der Lichtstrahlen eine Rolle spielen. Obschon anscheinend ein Einfluß der Temperatur auf das Aussehen der aufgelösten Linien unter den Bedingungen unserer Versuche vorliegt, läßt sich nicht leugnen, daß die Deutung der Beobachtungen über die Größe der Trennung leichter ist. Die erwähnten Komplikationen kommen dann in Wegfall.

(Nach Korrekturbogen von Amsterdam Proc. 1913 aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 18. August 1913.)

1) P. Zeeman, Amsterdam Proc., Okt. 1907.

2) Vgl. P. Zeeman u. B. Winawer, Versl. k. Ak. van Wet., Afd. Natuurk., Jan. 1910; diese Zeitschr. 11, 555, 1910; Amsterdam Proc., Jan. 1910.

Thermo-kalorimetrische Untersuchungen am Platin bei hohen Temperaturen. (Ricerche termo-calorimetriche sul platino a temperature elevate.)

Von O. M. Corbino.

(Mit Tafel XLVII.)

In einer früheren Arbeit[1]) habe ich auf theoretischem Wege das Gesetz für die Temperaturänderung eines von Gleichstrom durchflossenen Fadens bei geringer Änderung des Gesamtwiderstands im Stromkreise abgeleitet und dann eine besondere Anordnung der Wheatstoneschen Brückenschaltung auseinandergesetzt, mit deren Hilfe ich durch einfache Galvanometermessungen die Wärmekapazität des

1) Diese Zeitschr. 13, 375, 1912.

Fadens ermitteln konnte. Die Anwendung dieses Verfahrens auf Wolfram, dessen spezifische Wärme ich bis hinauf zu 2000° gemessen habe, gestattete mir, zu bemerkenswerten Schlußfolgerungen zu gelangen, und diese ließen eine Ausdehnung der Untersuchung auf andere Metalle ratsam erscheinen.

Eine ganz kürzlich erschienene Arbeit von Pirani, die zwar meine Ergebnisse bestätigt, aber etwas abweichende Methoden benutzt, die indessen keine größere Genauigkeit zu gestatten scheinen, nimmt den Versuchen an Platin, die ich bereits in Angriff genommen hatte, und über die ich hier zu berichten beabsichtige, nichts von ihrem Interesse.

Um Fäden verschiedener Natur der Untersuchung zu unterwerfen, benutzte ich einen unten geschlossenen zylindrischen Behälter. Dieser trug oben, in der großen Öffnung, einen eingeschliffenen Stopfen mit einer mit Quecksilber gefüllten Rinne, um das Vakuum besser halten zu können. Durch den Stopfen gehen zwei in ihn eingeschmolzene Platindrähte hindurch, an die mittels eines Kittes aus Silberoxyd der Faden befestigt wird. Der ungefähr 40 cm lange Faden wird nur an den Enden gehalten und hängt von hier aus wie eine Schleife herab, so daß der Einfluß der Halter auf ein Mindestmaß verringert wird. Ein seitliches Ansatzrohr dient zur Verbindung mit einer Gaedepumpe und einem Manometer für starke Verdünnungen. Auf diese Weise ließ sich, wenn die Fäden zur Hochglut erhitzt worden waren, eine Verdünnung von der Größenordnung von $^1/_{10000}$ mm aufrecht erhalten.

Die elektrische Anordnung enthält gegenüber jener, die ich bereits bei meinen früheren Untersuchungen benutzt habe, einige wesentliche Abänderungen. Der Faden F bildet einen Teil einer gewöhnlichen Wheatstoneschen Stromverzweigung. Der durch ihn fließenden Stromstärke i entsprechen eine Temperatur T_0 und ein Widerstand r_0. Die ganze Anordnung ist so getroffen, daß in dem Galvanometer kein Strom fließt.

Setzen wir (Fig. 1):

$$\frac{h}{f}:\left(1+\frac{h}{f}\right)=\alpha,$$

so wird die in dem Faden verausgabte Arbeit gegeben durch:

$$W=F(T_0)=\frac{e^2 r_0}{[R+(r_0+f)\alpha]^2},$$

wo e die elektromotorische Kraft der Batterie bezeichnet.

Schalten wir durch einen Kurzschluß den

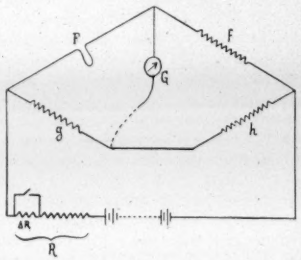


Fig. 1.

Widerstand ΔR aus dem Hauptstromkreise aus, so erhalten wir nunmehr:

$$c\frac{d\vartheta}{dt}+F(T_0+\vartheta)=\frac{e^2 r_0(1+a\vartheta)}{[R-\Delta R+[r_0(1+a\vartheta)+f]\alpha]^2},$$

wo c die Wärmekapazität des Fadens, ϑ die Temperatursteigerung über T_0 hinaus und

$$a=\frac{1}{r_0}\frac{dr_0}{dT_0}$$

ist.

Aus diesen Gleichungen folgt:

$$\frac{c}{a}\frac{d\vartheta}{dt}+P\vartheta=2\frac{W}{a}\frac{\Delta R}{R+(r_0+f)\alpha}, \qquad (1)$$

wo

$$P=W\frac{(r_0-f)\alpha-R}{(r_0+f)\alpha+R}+\frac{1}{a}\frac{dW}{dT_0} \qquad (2)$$

ist.

Mithin wird die von T_0 aus gemessene Temperatur des Fadens mit der Zeit nach einem Exponentialgesetz wachsen, und zwar nach der Formel

$$\vartheta=\Theta e^{-mt},$$

wo

$$m=P:\frac{c}{a} \qquad (3)$$

ist, und Θ die endgültige Temperaturänderung des Fadens darstellt.

Der Temperaturänderung ϑ des Fadens entspricht ein Strom im Galvanometer, der durch

$$i_g=I_g e^{-mt}$$

gegeben ist, wo I_g den Endwert bezeichnet, der eintritt, wenn der Faden die neue Temperatur Θ und den neuen Widerstand $r_0+\Delta r_0$ erreicht hat. Wir werden daher nur i_g mit einem geeigneten Galvanometer zu registrieren brauchen, um aus dem Diagramm den Koeffizienten m abzuleiten. Aus Gleichung (3) erhalten wir weiter:

$$\frac{c}{a} = \frac{P}{m}.$$

P ist aber außer aus der Formel (2) auch aus der Gleichung (1) leicht herzuleiten, die gültig ist, bis die Endtemperatur Θ asymptotisch erreicht wird; in diesem letztgenannten Falle ist dann

$$P\Theta = 2\,\frac{W}{a}\,\frac{\Delta R}{R + (f + r_0)\,\alpha}.$$

Da nun

$$\Delta r_0 = r_0\,\alpha\,\Theta$$

ist, so werden wir durch Einsetzen dieses Wertes:

$$P = 2W\,\frac{\Delta R}{R + (f + r_0)\,\alpha} : \frac{\Delta r_0}{r_0}$$

und somit:

$$\frac{c}{a} = 2\,\frac{W}{m}\,\frac{\Delta R}{R + (r_0 + f)\,\alpha} : \frac{\Delta r_0}{r_0}$$

erhalten.

Den Wert von Δr_0 mißt man leicht in der Weise, daß man die neuen Gleichgewichtsbedingungen für die Brücke aufsucht, wobei man indessen die durch den Faden fließende Stromstärke nicht verändern darf. Es läßt sich daher leicht $\frac{c}{a}$, oder, da

$$a = \frac{1}{r_0}\,\frac{dr_0}{dT}$$

ist, auch $c : \frac{dr_0}{dT}$, berechnen.

Da

$$W = i^2 r_0$$

ist, erhält man somit

$$c : \frac{dr_0}{dT} = \frac{2i^2}{m}\,\frac{\Delta R}{R + (f + r_0)\,\alpha} : \frac{\Delta r_0}{r_0}. \qquad (4)$$

Die minder gewohnte Messung ist nur die von m. Um diese auszuführen, benutzte ich ein Saitengalvanometer der Cambridge Instrument Co., das ich mit einer optischen Anordnung versah, welche mir gestattete, die Bewegung der Saite auf einem auf eine Trommel aufgewickelten photographischen Film zu verzeichnen. Die Trommel drehte sich in einem Kasten, der mit einem engen Spalt versehen war. Dank diesem Spalte wurde bei stillstehender Trommel nur ein ganz feiner Streifen des Film exponiert, der senkrecht zum Bilde der Saite stand. Bei Bewegung der Trommel rief der Ausschlag der Saite auf dem Film einen gekrümmten Streifen hervor, von dem ich für die Messungen nur einen seiner beiden Ränder benutzte. Eine mit einer feinen Nadelspitze versehene schwingende Stimmgabel lieferte mit ihrem Schatten auf dem bewegten Film eine Sinuslinie, welche auf dem Diagramm das Maß der Zeit abgab.

Leider besteht bei diesen Galvanometern keine Proportionalität zwischen dem Ausschlag der Saite und der diesen hervorbringenden Stromstärke. Überdies ändern sich die sehr starken Abweichungen vom Gesetze der Proportionalität merklich mit einer Änderung der Spannung der Saite. Es war daher erforderlich, auf jedem einzelnen Diagramm außer der zu untersuchenden Kurve ein Streifensystem bei ruhender Saite aufzuzeichnen. Diese Streifen erhielt ich, indem ich durch Änderung des Verhältnisses der Widerstände zweier benachbarter Zweige das Gleichgewicht der Brückenschaltung veränderte. Der Gesamtwiderstand blieb dabei unverändert, und infolgedessen änderte sich die Stromstärke in dem Faden, und somit sein Widerstand, nicht.

Der Gang eines Versuchs war folgender: Ich schloß den Hauptstromkreis und hielt die Gaedepumpe in Betrieb, um trotz der Erwärmung des Fadens die Verdünnung konstant zu erhalten. Auf diese Weise wurde der Druck unterhalb $^1/_{10000}$ mm konstant erhalten. Nach ungefähr einer halben Stunde, die nötig war, damit alle Widerstände einen endgültigen Wert annahmen und die Sammlerbatterie sich auf eine konstante Spannung einstellte, stellte ich die Gleichgewichtsbedingungen der Brücke fest und stellte sie nötigenfalls wieder her. Die Verbindung zwischen den Zweigen g und h erfolgte durch einen Argentandraht von etwa 50 cm Länge; auf diesem konnte ein Kontakt gleiten, der zu einer der Galvanometerklemmen führte. Auf diese Weise hatte ich die Möglichkeit, das Gleichgewicht der Brücke, nachdem es im Ruhezustande erreicht war, zu verändern, ohne die Gesamtwiderstände der beiden Zweigpaare F, f und g, h zu verändern, und somit, ohne die Stromstärke und den Widerstand des Fadens zu verändern.

Wenn ich durch einen Kurzschluß den Widerstand ΔR ausschaltete, stieg die Temperatur des Fadens nach und nach, und durch das Galvanometer floß dann ein Strom mit exponentialem Verlauf, der sich auf dem photographischen Film der rotierenden Trommel aufzeichnete. Ich blendete nun das Lichtstrahlenbündel einige Zeit lang ab, so lange, wie nötig war, damit die Temperatur des Fadens den neuen Endwert annahm; dann verschob ich den Kontakt auf dem Gleitdraht dreimal um gleiche, gemessene Strecken. Die Saite nahm jedesmal eine feste Stellung ein, wobei sie aus ihrer früheren Lage zurückging. Bei diesen neuen Stellungen erzeugte ich dann drei neue Bilder auf dem bewegten Film, wobei ich durch einen vertikalen Spalt das ganze Lichtbündel abblendete und nur einen Rand der Saite un-

bedeckt ließ. Auf diese Weise zeichnete sich auf dem Film ein Streifen mit exponentialem Verlauf auf, der der ersten Operation entspricht, und drei geradlinige Streifen, die parallel zur Zeitachse verlaufen und mit ihrem unteren Rande die Spur der Saite angeben, wie sie drei bekannten Änderungen im Verhältnis der Widerstände g und h entspricht. Ich erhielt somit die Diagramme der Fig. 2[1]), die sich auf verschiedene, bei verschiedener Stärke des Hauptstroms erhaltene Anfangstemperaturen des Fadens beziehen. Schließlich maß ich die Anfangsstromstärke und die Verschiebung D des Kontakts auf dem Gleitdraht, die erforderlich war, um die Saite wieder auf Null zu bringen, also um die Gesamtänderung Δr_0 des Widerstands des Fadens zu kompensieren. Bezeichne ich mit q den Wert eines Zentimeters auf dem Gleitdraht in Ohm, so ergibt sich, wie leicht ersichtlich:

$$\frac{\Delta r_0}{r_0} = Dq\left(\frac{1}{r_0} + \frac{1}{h}\right).$$

Alle übrigen Elemente der Formel (4) wurden unmittelbar an den Widerstandskästen abgelesen, welche die Brückenzweige bildeten. Es blieb nur m mit Hilfe einer Durchsicht der photographischen Aufzeichnungen zu messen.

Zu diesem Zwecke bezeichnete ich die Schnittpunkte des oberen Randes des krummlinigen Streifens mit dem unteren Rande der horizontalen Streifen, denn diese Ränder entsprechen demselben Rande der Saite. Diese Schnittpunkte bezog ich dann auf die Sinuslinie, welche die Zeiten angibt. Wir wollen annehmen, von dem tiefsten Streifen aus gerechnet mögen ihnen die Zeiten t_1, t_2, t_3 entsprechen. Für diese Werte der Zeit wird die Widerstandsänderung des Fadens, wenn wir sie von dem Endwert $r_0 + \Delta r_0$ aus rechnen, den der Widerstand annimmt, durch Zahlenwerte gemessen, die den Werten 3, 2, 1 proportional sind. Wenn sich daher der Widerstand nach dem Gesetze

$$r = r_0 + \Delta r_0 (1 - e^{-mt})$$

ändert, so werden wir erhalten:

$$\Delta r_0 e^{-mt_1} = A,$$
$$\Delta r_0 e^{-mt_2} = 2A,$$
$$\Delta r_0 e^{-mt_3} = 3A,$$

wo A eine Konstante ist.

Aus diesen Gleichungen ergibt sich:

$$m = \frac{\log \text{nat } 2}{t_3 - t_2} = \frac{\log \text{nat } 3}{t_3 - t_1}.$$

Wir haben mithin zwei Werte für m, deren Übereinstimmung als Beweis dafür gelten muß, daß der Verlauf von r in Wirklichkeit exponential ist, wie es die Theorie verlangt, und daß der Versuch richtig ausgeführt worden ist.

1) Auf Tafel XLVII.

Die vier Kurven der Fig. 2 beziehen sich auf steigende Anfangstemperaturen eines Platindrahts und zeigen, wie stark die Geschwindigkeit des exponentialen Anstiegs mit der Temperaturzunahme des Fadens wächst. Andere Photogramme, die ich hier nicht wiedergegeben habe, ergeben noch langsamer ansteigende Exponentialkurven.

Die gesamte Widerstandsänderung des Fadens war in jedem einzelnen Diagramm immer kleiner als 1 v. H.; die entsprechende Temperaturänderung Θ überstieg daher nicht 10°.

Die Übereinstimmung zwischen den beiden Werten für m, die ich aus den einzelnen Photogrammen erhalten habe, war tatsächlich bemerkenswert. Das geht aus folgender Übersicht hervor:

	Stromstärke in Milliampere				
	29,5	50	73	104	150
m	0,572	1,576	3,18	6,30	11,95
	0,568	1,575	3,20	6,29	12,02
Mittelwerte:	0,570	1,575	3,19	6,29	12,0

Die Mittelwerte sind in dieser Tabelle auf drei Dezimalstellen abgerundet.

Den Wert von $c: \frac{dr}{dt}$[1]) erhält man als Quotienten von $\frac{P}{r}$ und m. Es verdient bemerkt zu werden, daß sowohl P als auch m durch den Enddruck des den Faden umgebenden Gases stark beeinflußt werden; das Verhältnis zwischen ihnen bleibt aber merklich ungeändert. Es ist indessen immer vorzuziehen, um den Faden herum eine weitgehende Verdünnung zu unterhalten, damit seine Temperatur sich nicht durch die Erwärmung des Gases beständig ändert und dadurch die Aufrechterhaltung des Gleichgewichts in der Brücke erschwert wird.

Der Koeffizient m des Exponenten wird bei gleicher Stromstärke und mithin gleicher Temperatur des Fadens auch dadurch beeinflußt, daß dieselbe relative Widerstandsänderung

$$\frac{\Delta R}{R + (r_0 + f)\alpha}$$

bei einem starken und bei einem schwachen Ballastwiderstand R eintritt. Aber auch P ändert sich dementsprechend, da auch das Verhältnis $\frac{\Delta r_0}{r_0}$ verschieden wird, und der Wert, den man für $c: \frac{dr}{dt}$ errechnet, unverändert bleibt,

1) Von jetzt ab bezeichnet der Buchstabe t die Temperatur in Celsiusgraden.

wie es auch der Fall sein muß. Beispielsweise habe ich die erste photographische Aufnahme, die ich mit einem sehr hohen Widerstande R und mit 52 Volt im Stromkreise erhalten hatte, mit sehr kleinem Widerstande R und mit einer elektromotorischen Kraft von ungefähr 4 Volt wiederholt, so daß die Stromstärke denselben Wert von 29,5 Milliampere hatte. Der Koeffizient m ging von 0,57 in 0,77 über, aber P nahm in demselben Verhältnis zu, und ich erhielt für die Kapazität denselben Wert. Es ist nützlich, daß man sich dies gegenwärtig hält, damit man nicht glaubt, die Schnelligkeit des Anstiegs der Exponentialkurve werde nur durch die Anfangstemperatur des Fadens bestimmt.

Einen Teil des Kreises, in dem das Galvanometer lag, dessen Saite einen kleinen Widerstand hatte, bildete ein Widerstand, der geeignet gewählt wurde, damit der Gesamtausschlag eine gute Photographie des Diagramms ermöglichte, und damit die Bewegung der Saite merklich aperiodisch war.

Der mangelnden Proportionalität zwischen Stromstärke und Ausschlag wurde in der bereits angegebenen Weise Rechnung getragen.

Die Übereinstimmung zwischen den beiden Werten für m, die ich unter Benutzung zweier verschiedener Gebiete der Kurve erhalten habe, beweist einerseits, daß der Verlauf der Temperatur im Faden wirklich ein exponentialer ist, wie es die Theorie verlangt; andererseits beweist sie auch, daß die Saite mit ihrer Bewegung dem Galvanometerstrom folgte, ohne in merklichem Maße eigene — reale oder komplexe — Exponentialglieder einzuführen. Diese Feststellung war deshalb erforderlich, weil es sich um ein sehr empfindliches Galvanometer handelt, das nicht, wie die Oszillographen, eine äußerst kleine Eigenperiode besitzt.

Die Berechnung von $c:\frac{dr}{dt}$ erfordert die Messung der Stromstärke i, der Größe m, der Kompensationsverschiebung D auf dem Gleitdraht, und der Widerstände in den drei Zweigen des Parallelogramms. Diese Widerstände konnten genau an den benutzten Präzisionswiderstandskästen abgelesen werden; die Verschiebung D, die von der Größenordnung von etwa 500 mm war, konnte bequem mit einem Fehler von weniger als 1 mm abgelesen werden; i wurde mit einem sehr genauen Westonschen Millivolt-Amperemeter gemessen. Mithin hängt der Fehler des berechneten Wertes für $c:\frac{dr}{dt}$ wesentlich von dem Fehler in der Messung von m ab, und dieser ist von der Größenordnung 1 v. H. Nach meinem Dafürhalten dürfte daher der Gesamtfehler unter den ungünstigsten Bedingungen von dieser Größenordnung sein.

Die nachstehende Tabelle I enthält die Messungsergebnisse. In der ersten Spalte, mit der Überschrift r, finden sich die Widerstände des Fadens unter Zugrundelegung des Widerstands bei 0° als Einheit; die letzte Spalte enthält die Werte von $c:\frac{dr}{dt}$, die ich von nun ab mit dem Buchstaben γ_p bezeichnen will, um daran zu erinnern, daß die Wärmekapazität, die in dem Verhältnis erscheint, jene bei konstantem Druck ist.

Tabelle I.

r	m	$\gamma_p = c_p : \frac{dr}{dt}$
2,72	0.570	730
3,43	1,575	822
4,00	3,19	924
4,64	6,29	1070
5,35	12,0	1275

Man erkennt sogleich, daß das Verhältnis γ_p mit steigender Temperatur wächst, während es beim Wolfram nahezu konstant blieb[1]).

Es war mithin eine unumgängliche Ergänzung der Untersuchung erforderlich, nämlich die Messung von $\frac{dr}{dt}$ für den benutzten Faden, denn ohne diese war es unmöglich, irgendwelche Schlüsse auf den Verlauf von c mit der Änderung der Temperatur zu ziehen.

Bekanntlich ist Platin mehr als irgendein anderer Körper Gegenstand sehr zahlreicher und sorgfältiger Untersuchungen über die Änderung des Widerstands mit der Temperatur gewesen. Von Siemens angefangen bis zu Callendar, der diese Widerstandsänderung zur Grundlage eines richtigen thermometrischen Systems von hoher Genauigkeit gemacht hat, und weiter bis zu Chappuis und Harker und zu Waidner und Burgess[2]), haben alle Untersuchungen, die angestellt worden sind, den Beweis dafür erbracht, daß man mit dem Platindrahtthermometer aus reinem Platin, dessen Widerstandsänderungen gemessen werden, für die Temperaturmessungen bis zu der erreichten Temperatur von 1100° innerhalb der Genauigkeitsgrenzen, mit der sich die Normalskala reproduzieren läßt, Gewähr leisten kann. Aber diese Untersuchungen haben gerade dargetan, daß man auch bei Platindrähten von absoluter Reinheit jedes einzelne Thermometer mit drei Fix-

1) Corbino, a. a. O.

2) Vgl. die Literaturangaben in der Arbeit von Waidner and Burgess, Bull. Bur. Stand. 6, Nr. 2, 1909.

punkten eichen muß, während ein vierter Punkt notwendig, und bis zu 1100° ausreichend, ist, wenn das Platin nicht rein ist.

Das Berechnungsverfahren ist dabei das von Callendar, das analytisch auf die Anwendung einer parabolischen Formel für r und t hinausläuft. Setzen wir für den untersuchten Draht

$$t_p = \frac{r-1}{r_{100}-1} \cdot 100,$$

wo als Einheit der Widerstand bei 0° genommen ist, und wo r_{100} und r die Widerstände bei 100° und bei der Temperatur $t°$ C bezeichnen, so haben wir:

$$t - t_p = \delta\left(\frac{t}{100} - 1\right)\frac{t}{100}, \qquad (5)$$

wo δ ein für einen gegebenen Draht konstanter Koeffizient ist. Das Fundamentalintervall $r_{100}-1$ bestimmt man mit schmelzendem Eise und mit dem Dampf siedenden Wassers, die Konstante δ durch Eintauchen in den Dampf siedenden Schwefels, dessen Temperatur bei normalem Druck zu 444,6° festgesetzt worden ist[1]).

Der Fundamentalabstand $r_{100}-1$ ändert sich von einer Drahtprobe zur andern sehr stark und ferner in einem und demselben Drahte mit der Zeit und mit der thermischen Behandlung, die der Draht erfahren hat. Die Konstante δ ist ungefähr 1,5 für reines Platin und steigt bis auf 1,8 für unreines. In letzterem Falle liefert aber nach Waidner und Burgess die Formel von Callendar bei einigermaßen hohen Temperaturen keine genauen Ergebnisse mehr; um die Übereinstimmung mit der Normalskala wieder herzustellen, ist es bis zu der von ihnen erreichten Temperatur — also bis zu 1100° C aufwärts — notwendig und hinreichend, δ als veränderlich gemäß der Formel

$$\delta = a - bt$$

anzusehen, was der Einführung eines Gliedes mit t^3 in die Gleichung, die r als Funktion von t liefert, gleichkommt. Die beiden genannten Forscher haben die Korrektionen bestimmt, die für verschiedene Platindrähte erforderlich sind, um die Callendarschen Temperaturen auf Normaltemperaturen zurückzuführen, wenn die mittels des Siedepunkts des Schwefels bestimmte Konstante δ von 1,5 verschieden ist. Zu diesem Zwecke benutzten sie andere Fixpunkte (Schmelzpunkte reiner Metalle) und die genau zuverlässigen Angaben eines Thermometers aus reinem Platin; man kann daher mit Hilfe der Tabelle 12 ihrer hochwichtigen Arbeit für jeden beliebigen Draht die Eichung mittels nur dreier Fixpunkte, nämlich der Callendarschen, bewerkstelligen.

1) Burgess, diese Zeitschr. 14, 152, 1913.

Um die Eichung des von mir bei den kalorimetrischen Messungen benutzten Drahtes auszuführen, mußte ich daher ein Thermometer konstruieren. Dieses stellte ich in der Weise her, daß ich ein Stück des Drahtes schraubenförmig auf eine Quarzröhre wickelte, die Enden mit Silber an zwei Kupferringe anlötete und ganz mit einem Rohre aus nicht schmelzendem Glase bedeckte, wobei ich die Wärmeleitungen im Innern des Rohres durch isolierendes und unschmelzbares Pulver bis an den Anfang der kleinen Spirale abschwächte. Da sich nun die beiden an das Kupfer angelöteten Enden des Drahtes auf verschiedenem Niveau (etwa 5 cm auseinander) befanden, so zeigten die von Temperaturungleichheiten herrührenden thermoelektrischen Kräfte mit Leichtigkeit an, ob der Draht eine gleichmäßige Temperatur annahm.

An diesem kleinen Thermometer führte ich die Eichung bei 0°, bei 100° und beim Siedepunkt des Schwefels aus; dabei befolgte ich alle die Vorsichtsmaßregeln, welche von den Forschern, die sich mit dem Gegenstande beschäftigt haben, angegeben worden sind. Zur Kontrolle führte ich auch eine Messung beim Schmelzpunkte des Zinks aus; das Zink befand sich dabei in einem großen elektrischen Ofen von Heraeus.

Auf diese Weise erhielt ich:

$$\frac{r_{100}-1}{100} = 0{,}00362,$$

$$\delta_{444} = 1{,}63,$$

der Wert des ersten Intervalls erwies sich deshalb als praktisch unveränderlich, weil der Draht während der kalorimetrischen Messungen lange Zeit bei Temperaturen von mehr als 1500° im Vakuum gehalten worden war.

Die für δ gewonnene Zahl beweist, daß das benutzte Platin nicht ganz rein war. Nach Waidner und Burgess entspricht diesem Werte von δ ein Fehler in der Temperaturmessung nach der Formel von Callendar, der bei 1000° 9,7° beträgt und bei höheren Temperaturen viel erheblicher ist. Man kann mithin berechnen, daß, wenn man

$$\delta = a - bt$$

setzt, im vorliegenden Falle

$$a = 1{,}69,$$
$$b = 0{,}00014$$

sein muß.

Wenn die Formel von Callendar mit dieser Abänderung auch bei Temperaturen oberhalb 1100° gilt, so müßte ich nach Vornahme der erforderlichen Rechnungen für meinen Draht erhalten:

$$\left.\begin{aligned} r = 1 + 0{,}00368\,t - 0{,}615 \times 10^{-6} t^2 + \\ + 0{,}05 \times 10^{-9} t^3. \end{aligned}\right\} \qquad (6)$$

Daß die so berechneten Temperaturen bis zum Schmelzpunkte des Platins der Wahrheit entsprechen, würde sich aus folgender Beobachtung ergeben: Die (quadratische) Formel von Callendar (5) würde für den Schmelzpunkt $r = 5{,}64$ ergeben; die von Waidner und Burgess abgeänderte Formel (6) hingegen würde $r = 5{,}84$ ergeben (wenn man für den Schmelzpunkt 1760° annimmt). Nun hatte mir gerade bei der Kalorimeterlampe, wo der etwa 40 cm lange Draht an beiden Enden im Vakuum aufgehängt war, der Versuch als Wert des Widerstands, der dem Schmelzpunkte entspricht, $r = 5{,}84$ ergeben. Nach der Formel von Callendar würde dagegen diesem Werte von r eine Temperatur von 1940° entsprechen, die unzweifelhaft zu hoch ist.

Auf jeden Fall dürfen wir überzeugt sein, daß die Formel (6) gestattet, t, und somit auch $\frac{dr}{dt}$, mit einer Genauigkeit zu berechnen, die nicht geringer ist als die, mit der das Verhältnis $\gamma_p = c_p : \frac{dr}{dt}$ gemessen worden ist. Um die Temperaturen zu erhalten, die den verschiedenen Werten von r entsprechen, zeichnete ich eine Kurve für die Beziehung zwischen r und t, während ich $\frac{dr}{dt}$ durch Differentiation der Gleichung (6) berechnete. Auf diese Weise erhielt ich die Zahlenwerte der Tabelle II.

Tabelle II.

r	$t°$	$\frac{dr}{dt} \times 1000$
2,72	510°	3,09
3,43	740°	2,85
4,00	956°	2,64
4,64	1210°	2,41
5,35	1525°	2,16

Die Kenntnis der Temperatur t gestattet uns, von dem Verhältnis $\gamma_p = c_p : \frac{dr}{dt}$ zu dem Verhältnis $\gamma_v = c_v : \frac{dr}{dt}$ überzugehen, d. h. von den Werten bei konstantem Druck zu jenen bei konstantem Volumen, und zwar mit Hilfe der Formel von Nernst und Lindemann, die wir für Platin

$$c_p = c_v [1 + 63 \times 10^{-6} (t + 273)]$$

schreiben können.

Da wir nun die Werte von $\frac{dr}{dt}$ aus der Tabelle II kennen, so können wir schließlich c_v ableiten. Das Ergebnis dieser Rechnung habe ich in Tabelle III mitgeteilt, wo c_v in willkürlichen Einheiten gemessen ist.

Tabelle III.

t	γ_p	γ_v	c_v
510°	730	697	215
740°	822	770	219
956°	924	853	225
1210°	1070	969	233
1525°	1275	1130	244

Es ist somit durch die Zahlen der letzten Spalte deutlich erwiesen, daß die spezifische Wärme bei konstantem Volumen mit der Temperatur regelmäßig zunimmt. Der Gang ist nahezu linear mit einer Änderung um nahezu 14 v. T. für je 100°.

Eine absolute Messung von c_v war nicht möglich, weil ich nicht die Muße hatte, eine genaue Wägung des Drahtes vorzunehmen. Da aber unterhalb 500°, der Mindesttemperatur, bei der ich gearbeitet habe, bereits gute Messungen der spezifischen Wärme des Platins vorliegen, so bringt dieser Umstand keine erheblichen Nachteile mit sich. Die angeführten Messungen ergeben nun, auch nach der Reduktion auf konstantes Volumen, als Wert für die Atomwärme eine Zahl, die merklich höher liegt als der von der Theorie der spezifischen Wärmen geforderte Grenzwert (5,94). Durch meine Untersuchungen wird somit bewiesen, daß dieser Wert, der bereits höher ist als der theoretische, bei höheren Temperaturen noch höher wird. Setzen wir beispielsweise bei 500°

$$A_v = 6{,}47,$$

wie aus den Messungen von White hervorgehen würde, so würden wir nach den Ergebnissen der Tabelle III für $t = 1500°$

$$A_v = 7{,}37$$

erhalten, und es würde sich somit bestätigen, wie ich es bereits beim Wolfram beobachten konnte, daß bei den Metallen die Atomwärme viel größer ist als der theoretische Wert. Bekanntlich schreibt Koenigsberger[1]) die Abweichungen von der Theorie dem Beitrag zu, den bei der von dem Körper absorbierten Wärme die Elektronen leisten würden, auf denen die metallische Leitfähigkeit beruht.

Ich darf hier nicht verschweigen, daß ich diese Versuche in ganz anderer Absicht unternommen hatte. Das Verfahren, das ich in meinen verschiedenen Veröffentlichungen über den Gegenstand befolgt habe, gestattete mir, in einfacher Weise die Größe

1) Koenigsberger, Ber. d. D. Phys. Ges. 14, 279, 1912.

$$\gamma_p = c_p : \frac{dr}{dt}$$

für die verschiedenen Werte von r zu erhalten. Durch angenäherte Messung von t war es dann leicht, zu den Werten von

$$\gamma_v = c_v : \frac{dr}{dt}$$

überzugehen.

Ich rechnete daher darauf, γ_v als Funktion von r, graphisch oder analytisch, darzustellen. Da ferner

$$\int_{r_1}^{r_2} \gamma_v \, dr = \int_{t_1}^{t_2} c_v \, dt$$

ist, so würde ich, unter der Voraussetzung, daß c_v konstant sei, wie es die Theorie verlangt, und wie ich zu bestätigen hoffte,

$$c_v (t_2 - t_1) = \int_{r_1}^{r_2} \gamma_v \, dr$$

erhalten haben.

Das Integral auf der rechten Seite dieser letzten Gleichung ist leicht mit Hilfe der Daten des Versuchs zu berechnen, der γ_v als Funktion von r liefert. Ich hätte auf diese Weise den Wert für ein beliebiges Temperaturintervall $t_2 - t_1$, aus dem Werte des Integrals auf der rechten Seite zwischen den zugehörigen Widerständen r_1 und r_2 erhalten können. Dadurch wäre die Messung der hohen Temperaturen auf eine Messung von Widerständen zurückgeführt gewesen, ohne Eichung durch Fixpunkte und ohne Zuhilfenahme empirischer Beziehungen zwischen r und t, die immer eine im Gebiete sehr hoher Temperaturen unsichere Extrapolation erfordern. Wir würden somit ein neues absolutes Kriterium für die genaue Messung der hohen Temperaturen der realen Körper gehabt haben, das sich auf die Theorie der spezifischen Wärme gestützt hätte, gleich wie uns die Anwendung des Stefanschen oder des Wienschen Gesetzes ein absolutes Kriterium für die Temperatur des schwarzen Körpers liefert.

Die festgestellte Veränderlichkeit der spezifischen Wärme bei hoher Temperatur nimmt uns die Möglichkeit, uns einer so verführerischen Methode zu bedienen; gleichzeitig enthüllt sie uns aber auch ein unerwartetes und ernstliches Versagen der Theorie. Trotz der jüngsten Fortschritte auf dem Gebiete der tiefsten Temperaturen, die wir der Quantentheorie verdanken, hat die Theorie der spezifischen Wärmen noch viel zu leisten, um mit den Tatsachen in sichere Übereinstimmung zu gelangen, und die ernstesten Abweichungen zeigen sich gerade im Gebiete der hohen Temperaturen, wo die volle Gültigkeit des Gesetzes von Dulong und Petit unzweifelhaft zu sein schien.

Rom, Physikalisches Institut der Kgl. Universität.

(Nach Cim. (6) **5**, Mai 1913, aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 30. Juli 1913.)

Genaue Dampfdichtebestimmungen von einigen flüssigen Kohlenstoffverbindungen.

Von Alfred Schulze.

Eine genaue Bestimmung der Dampfdichten gibt uns ein Mittel an die Hand, näheres über die Konstitution der Gase und Dämpfe aussagen zu können. Im allgemeinen wurde bisher die Hofmannsche Methode angewandt; jedoch hat dieselbe mannigfache Modifikationen erhalten. So haben Ramsay und Steele[1]) das einfache Hofmannsche Verfahren dadurch erheblich verbessert, daß sie eine Variation von Druck und Volumen ermöglichten, wodurch eine größere Genauigkeit der Resultate erzielt wurde. Später benutzten Drucker und Ullmann[2]) die von Ramsay ausgearbeitete Methode, allerdings auch mit einzelnen Abänderungen. Letztere geben als Genauigkeit für ihre Messungen 0,5 Proz. an.

Im vorliegenden Fall ist die Dumassche Methode verwandt worden; einige Änderungen an der Apparatur gewähren eine bequeme Handhabe bei der Messung und erzielen genauere Resultate, wie bei der ursprünglichen Methode. Der leitende Gesichtspunkt war hauptsächlich hierbei, das Gewicht des Dampfes möglichst genau zu erhalten. In der Relation, durch welche die Dampfdichte D gegeben ist:

$$D = \frac{G}{V}$$

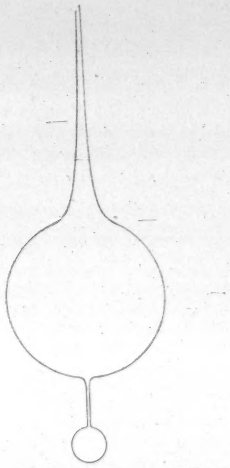
(G = Gewicht des Dampfes, V = zugehöriges Volumen) ist G eine kleine Zahl; bei der ursprünglichen Dumasschen Methode ist G bestimmt durch die Gewichtsdifferenz des Glasballons, einmal, wenn er mit dem betreffenden Dampf gefüllt ist, das andere Mal, wenn er mit Luft gefüllt ist. Geringe Beobachtungsfehler in den Einzelwägungen ergeben mithin prozentisch schon ziemliche Fehler in der Differenz. Um diesen Unstimmigkeiten möglichst aus dem Wege zu gehen, ist folgendermaßen verfahren worden:

Benutzt wurde ein Dumasscher Kolben von ungefähr 500 bis 600 cm³ Inhalt; derselbe war

1) W. Ramsay und B. D. Steele, Zeitschr. f. physik. Chem. **44**, 348, 1903.

2) K. Drucker und G. Ullmann, Zeitschr. f. physik. Chem. **74**, 567, 1910.

nun dahin abgeändert, daß an seiner Unterseite noch eine kleine Glaskugel von ca. 5 cm^3 Inhalt angeblasen war, die mit dem großen Glasballon durch eine Kapillare verbunden war (siehe Figur).



In diesen Glasapparat wurde die Flüssigkeit hineingetan, deren Dampf untersucht werden sollte. Es ist allerdings dabei erforderlich, ungefähr ein Drittel des Ballonvolumens mit Flüssigkeit zu füllen, damit beim Verdampfen auch der kleinste Rest von Luft mit fortgeht. Wenn die zu untersuchende Flüssigkeit in dem Glasballon eingefüllt war, wurde derselbe in einen Glasthermostaten hineingesetzt. Da die Dichten unter Atmosphärendruck gemessen wurden, so befand sich natürlich die Temperatur des Bades über dem Siedepunkt der betreffenden Flüssigkeit. Die Temperatur im Thermostaten wurde elektrisch reguliert und auf 0,05° konstant gehalten.

Wenn der Dampf in dem Glasballon genau denselben Druck hat wie die jeweilige Atmosphäre, so wird die Spitze des Ballons zugeschmolzen. Sodann wird der Dampfkolben aus dem Thermostaten herausgenommen und die untere kleine Glaskugel in flüssige Luft getaucht. Auf diese Weise kondensiert der ganze in dem Ballon vorhandene Dampf in das Glaskügelchen hinein. Um noch eventuelle Dampfreste aus dem großen Ballon zu entfernen, erhitzt man denselben am besten mit einem Bunsenbrenner. Infolge der dadurch vergrößerten Temperaturdifferenz werden die letzten Teilchen des Dampfes in die kleine Kugel hinüberdestillieren. Ebenso muß dafür Sorge getragen werden, daß sich in den Kapillaren kein Dampf festsetzt.

Somit befindet sich dann in der unteren Glaskugel der ganze kondensierte Dampf, und in dem Ballon erhält man infolgedessen ein ziemlich hohes Vakuum[1]). Um dies prüfen zu können, sind in dem Glasballon zwei Platindrähte eingeschmolzen, welche als Elektroden dienen. Wenn von einem Induktorium aus der elektrische Strom hindurchging, so fluoreszierte der ganze Glasballon intensiv grün.

Um nun das Gewicht des Dampfes direkt zu bestimmen, wurde das untere Glaskügelchen abgeschmolzen und gewogen. Nach dem Abschmelzen wurde das Vakuum in dem Ballon nochmals kontrolliert[2]); nun konnte der luftleere Ballon gewogen und somit das Gewicht der Glashülle ermittelt werden, wobei selbstverständlich der Auftrieb, den der Ballon erleidet, berücksichtigt wurde.

Das Volumen wurde dadurch bestimmt, daß der Ballon mit Wasser gefüllt wurde. Die Dichte des Wassers mußte auf 4° C umgerechnet werden. Das Wasser mußte vorher ausgekocht sein, damit es luftfrei war, und somit sich nicht mehr ein kleines Luftbläschen in dem Ballon bilden konnte. Alle Wägungen wurden selbstverständlich auf den luftleeren Raum reduziert. In derselben Weise wurde auch das Volumen des abgeschmolzenen Kügelchens bestimmt. Wenn das Gesamtvolumen ermittelt ist, muß endlich noch der Ausdehnung des Glases Rechnung getragen werden.

Man sieht also hier schon die Annehmlichkeit dieser Methode; man erhält mit einem Schlage das direkte Gewicht des Dampfes, und hat außerdem ein Vakuum in dem Glasballon, ohne ihn ausgepumpt zu haben.

Was nun die Genauigkeit der Methode anbelangt, so ließen sich die Temperatur, der Barometerdruck, das Volumen des gesamten Glaskolbens und die angewandte Menge der Flüssigkeit hierbei so genau bestimmen, daß sich bei der Dichtemessung ein mittlerer Fehler von 0,3 Proz. ergab. Man könnte noch einwenden, daß infolge der Adsorption der Dämpfe an der Glasfläche ein erheblicher Fehler auftritt, der notwendig zu korrigieren wäre. Jedoch

1) Auf anderem Wege ist bereits versucht worden, das Gewicht eines bei bekanntem Druck und bekannter Temperatur gemessenen Dampfvolumens dadurch zu bestimmen, daß man den Dampf von gekühlter Holzkohle absorbieren läßt (Dewar und Jones, Proc. Roy. Soc. (A) **80**, 229, 1908).

2) Eine besondere Bestimmung des Vakuums ergab, daß bei der beobachteten Fluoreszenz des Glases der Gasdruck nur ca. 0,005 mm betrug.

ist diese Oberflächenwirkung des Glases von Drucker und Ullmann[1]) eingehend untersucht worden. Sie haben die Abhängigkeit der Dampfdichte von der Größe der Glasoberfläche bestimmt und fanden, daß die Dämpfe von Äthyläther, Benzol, Chloroform und Alkohol an der Glasoberfläche ganz schwach adsorbiert werden, und zwar macht dies einen Fehler von 0,02 Proz. aus, so daß er ohne weiteres vernachlässigt werden kann. Jedoch wird die Erscheinung der Adsorption bei höheren Drucken sich mehr bemerkbar machen, und zwar um so mehr, je näher man sich dem Sättigungsdruck befindet. Allerdings sind bei Essigsäure und ebenso bei Wasser starke Adsorptionserscheinungen beobachtet worden, so daß bereits bei Messungen von geringerem Genauigkeitsgrade dafür korrigiert werden mußte.

Jedenfalls geht aus den Untersuchungen von Drucker und Ullmann hervor, daß die Adsorption in allen von uns untersuchten Fällen unberücksichtigt gelassen werden kann.

Um aus dem Beobachtungsmaterial direkt Aufschluß über den Genauigkeitsgrad zu erhalten, sind zunächst eine Reihe von Messungen an dem Äthyläther vorgenommen, von dem wir wissen, daß er eine normale Dampfdichte besitzt[2]).

Die Dampfdichte D ist nun gegeben durch den Ausdruck:

$$D = \frac{G}{V_t} \cdot \frac{760}{B};$$

G ist das Gewicht des Dampfes, V_t das Volumen des Dampfes bei der Temperatur t des Bades, B ist der jeweilige Barometerstand. Das Volumen V_t berechnet sich dann:

$$V_t = V_t \left(1 + \frac{(t - t')\,\gamma}{1 + t'\,\gamma}\right),$$

wo $\gamma = 0{,}000025$ der kubische Ausdehnungskoeffizient des Glases und t' die jeweilige Zimmertemperatur bedeutet. Bei der Barometerablesung sind ebenfalls alle Korrektionen, wie die Temperatur des Quecksilbers, die Ausdehnung des Maßstabes usw. anzubringen.

Der theoretische Wert für die Dampfdichte berechnet sich einfach aus dem Gasgesetz zu:

$$\frac{M'}{1000\,RT} = \frac{M'}{82{,}07 \cdot T},$$

wo M' das Molekulargewicht bedeutet[3]).

1) Zeitschr. f. physik. Chem. **74**, 567, 1910.

2) Siehe W. Ramsay und B. D. Steele, Zeitschr. f. physik. Chem. **44**, 348, 1903; dieselben finden aus der beobachteten Dampfdichte für Äther das Molekulargewicht 74,01, während sie als theoretisches Molekulargewicht 74,07 angeben.

3) Die theoretischen, aus den Gasgesetzen „berechneten" Werte seien stets mit einem Strich (′) versehen.

Wie oben erwähnt, wurden erst eine ganze Reihe von Messungen an dem Äthyläther vorgenommen. Zunächst ergaben die Dampfdichten des Äthers[1]) bei 70° C folgende Werte:

$$D = 0{,}002636$$
$$0{,}002630$$
$$0{,}002636$$
$$\text{Mittel} = 0{,}002634.$$

Die beobachtete Dampfdichte des Äthers bei 70° C beträgt also:

$$D = 2{,}634 \cdot 10^{-3},$$

während aus den Gasgesetzen für die theoretische Dampfdichte folgt:

$$2{,}632 \cdot 10^{-3},$$

wenn man das Molekulargewicht zu $M' = 74{,}08$ annimmt. Man sieht hier die gute Übereinstimmung; die drei beobachteten Werte weichen im Maximum 0,25 Proz. untereinander ab.

Bei 80° C erhalten wir für Äther folgende beobachteten Dichten:

$$D = 0{,}002564$$
$$0{,}002559$$
$$0{,}002557$$
$$\text{Mittel} = 0{,}002560.$$

Es ist mithin:

$$D = 2{,}560 \cdot 10^{-3},$$

theoretisch:

$$= 2{,}557 \cdot 10^{-3}.$$

Die Abweichung von D gegen den theoretischen Wert beträgt auch hier 0,1 Proz., während die Beobachtungen untereinander im Maximum 0,27 Proz. abweichen.

Andererseits seien für den Schwefelkohlenstoff die einzelnen Messungen angeführt. Dessen beobachtete Dampfdichte zeigt nämlich bei weitem die größte Abweichung von der normalen Dampfdichte. Die einzelnen Beobachtungen bei 80° C sind:

$$D = 0{,}002688$$
$$0{,}002691$$
$$0{,}002683$$
$$\text{Mittel} = 0{,}002687.$$

Es ist also:

$$D = 2{,}687 \cdot 10^{-3},$$

während sich der theoretische Wert zu:

$$2{,}628 \cdot 10^{-3}$$

ergibt. Die Abweichungen der drei Beobachtungen untereinander betragen im Maximum 0,3 Proz., während die Abweichung von D gegen den aus den Gasgesetzen berechneten Wert un-

1) Der Äthyläther sowie alle anderen benutzten Substanzen sind von Kahlbaum als reinste Präparate bezogen. Der Äthyläther war über Natrium destilliert.

gefähr 10 mal größer ist. Man sieht daraus, daß die abnormen Dampfdichten, die beobachtet sind, uns nicht vorgetäuscht werden, sondern tatsächlich vorhanden sind, da sie weit außerhalb der Beobachtungsfehler liegen[1]).

Man sieht also hier, daß man mit dieser Methode der Dampfdichtebestimmung eine Genauigkeit von 0,3 Proz. erreicht[2]).

Es sind nun die Dampfdichten von einer ganzen Reihe organischer Substanzen bestimmt worden. Die folgende Zusammenstellung lehrt, daß ein großer Teil der Dämpfe nicht normale Dichten haben, wie es oftmals in der Literatur ohne weiteres angenommen ist. Zuerst sind in der folgenden Tabelle die beobachteten Dampfdichten mit den sich aus den Gasgesetzen berechnenden Dichten zusammengestellt; dahinter befinden sich die aus den Beobachtungen berechneten Molekulargewichte und in der letzten Spalte die theoretischen Molekulargewichte.

	Temperatur ° C	Dichte: $D \times 10^3$ beob.	theor.	Molekulargewicht M beob.	theor.
Äthyläther	70°	2,634	2,632	74,15	74,08
„	80	2,560	2,557	74,16	74,08
„	90	2,485	2,487	74,03	74,08
Schwefelkohlenstoff	80	2,687	2,628	77,84	76,14
Azeton	80	2,010	2,004	58,22	58,05
Benzol	95	2,583	2,584	78,01	78,05
Chloroform . . .	95	3,986	3,953	120,39	119,39
Tetrachlorkohlenstoff	95	5,109	5,094	154,31	153,84
Äthylalkohol (99,8 Proz.)	95	1,522	1,525	45,97	46,05
Methylalkohol . .	95	1,065	1,061	32,17	32,03
Äthylazetat . . .	95	2,919	2,916	88,16	88,06
Hexan	95	2,853	2,851	86,15	86,11
Äthylenchlorid . .	99,8	3,238	3,234	99,07	98,95
Nitrobenzol[3]). . .	250	2,882	2,867	123,70	123,05

Aus dieser Zusammenstellung ist zu ersehen, daß die Dämpfe von Schwefelkohlenstoff und einigen anderen Substanzen beträchtlich höhere Dichten haben, als die Gasgesetze es unter der Voraussetzung der Einfachmole fordern.

Diese höheren Dampfdichten lassen sich darauf zurückführen, daß einzelne Dämpfe Molekülkomplexe enthalten. Dies steht auch völlig im Einklang mit Beobachtungen an anderen physikalischen Eigenschaften der betreffenden Dämpfe.

So geht aus der Dampfdichtebestimmung vom Schwefelkohlenstoff mit Sicherheit hervor, daß er höhere Molekülkomplexe im Dampfraum besitzt. Diese Assoziation des Schwefelkohlenstoffs wird auch dadurch bestätigt, daß der Dampf bei größerem Druck kompressibler wird. Jedoch soll über all diese Beobachtungen eingehend im Zusammenhang mit anderen Assoziationserscheinungen berichtet werden[1]).

Daß diese abnormen Erscheinungen am Schwefelkohlenstoff beobachtet wurden, ist besonders bemerkenswert, da gerade der Schwefelkohlenstoff so oft in der Literatur als eine normale Flüssigkeit angesehen wird. Unter anderem findet sich dies bei Zawidzki[2]), der bei seinen Dampfdrucken die Flüssigkeiten in solche mit normalen und anormalen Dampfdichten einteilt. Zu den ersteren rechnet er den Schwefelkohlenstoff, obwohl schon Regnault, wie oben erwähnt, eine anormale Dampfdichte gefunden hat.

Ebenso wie der Schwefelkohlenstoff, so ist auch das Nitrobenzol stark assoziiert. Messungen der spezifischen Wärme von Nitrobenzol haben ergeben[3]), daß dasselbe im flüssigen Zustand stark assoziiert ist. Seine Dampfdichte zeigt, daß eine geringe Komplexbildung auch noch in der Gasphase trotz der hohen Temperatur vorhanden sein muß.

Wunderbarerweise haben die Alkohole, die im flüssigen Zustande stark assoziiert sind, eine normale Dampfdichte; ein Zeichen dafür, daß im Gasraum alle Molekülkomplexe zerspalten sind und nur noch Monomoleküle vorhanden sein können. Dies ist bereits auch von Ramsay und seinen Mitarbeitern beobachtet worden[4]).

Eine geringe Komplexität scheint auch der Dampf vom Chloroform zu besitzen. Dies haben auch Wüllner und Grotrian[5]) gefunden. Diese geben für die beobachtete Dichte 4,156 an, während die Berechnung eine solche von 4,138 ergibt. Nach Herwig[6]) folgt die Dampfdichte des Chloroforms jedoch dem Boyleschen Gesetz.

Die anderen Substanzen, wie Äthyläther, Azeton, Benzol, Hexan usw. zeigen durchweg

1) Die hohe Dampfdichte von Schwefelkohlenstoff ist bereits von Regnault (Rélation des expériences etc., Paris 1847, 1862) beobachtet worden; er fand 2,67, während die Gasgesetze 2,63 ergeben.

2) Dieser Apparat zur Bestimmung der Dampfdichten, der in erster Linie dazu bestimmt ist, dieselben bei Atmosphärendruck zu messen, eignet sich in derselben Weise auch dazu, Dampfdichten bei geringerem Druck zu beobachten. Man braucht ihn nur an eine Luftpumpe anzuschließen und ein Manometer parallel dazu zu schalten. In demselben Augenblick, wo der erforderliche Unterdruck hergestellt ist, schmilzt man ab.

3) Die Dampfdichte von Nitrobenzol ist in einem Ölbad gemessen und die Temperatur mit einem Thermoelement aus Eisenkonstantan bestimmt worden.

1) Zeitschr. f. physik. Chem. 1913 (im Druck).

2) v. Zawidzki, Zeitschr. f. physik. Chem. **35**, 129, 1900.

3) A. Schulze, Verh. d. D. Phys. Ges. **14**, 258, 1912.

4) W. Ramsay und S. Young, Zeitschr. f. physik. Chem. 1, 237, 1887; W. Ramsay und B. D. Steele, Zeitschr. f. physik. Chem. **44**, 348, 1903.

5) A. Wüllner und O. Grotrian, Wied. Ann. 11, 545, 1880.

6) H. Herwig, Pogg. Ann. **137**, 19, 1869; **141**, 83, 1870; **147**, 161, 1872.

eine normale Dampfdichte, wie dies auch auf Grund ihrer anderen Eigenschaften zu erwarten war.

Charlottenburg, Physikal. Institut d. Technischen Hochschule.

(Eingegangen 16. August 1913.)

Über die elektronentheoretische Auffassung der thermomagnetischen Effekte.

Von Hermann Zahn.

Die Erklärung der Erscheinungen, die in einer von einem elektrischen oder Wärmestrom durchflossenen Platte im Magnetfelde auftreten, bietet für die Elektronentheorie der Metalle zurzeit noch nicht gelöste Schwierigkeiten. Dies war ursprünglich nicht der Fall für die Theorien von Riecke und Drude, in denen die dualistische Anschauung vertreten war, und die zu Beziehungen führten, welche formal mit den Tatsachen in Übereinstimmung waren. Indessen haben Herr Riecke[1]) für seine eigene und ich[2]) für die Drudesche Theorie gezeigt, daß eine quantitative Benutzung der abgeleiteten Formeln mit dem vorhandenen Beobachtungsmaterial bei manchen Metallen zu Unmöglichkeiten führt, indem sich teilweise negative Beweglichkeiten und Elektronenzahlen ergeben.

Nach dem Vorgange von Herrn Lorentz ist die dualistische Anschauungsweise jetzt wohl fast allgemein verlassen, doch läßt sich nicht leugnen, daß gerade die hier in Frage kommenden Effekte der unitarischen Theorie noch größere Schwierigkeiten bieten als früher der dualistischen. In erster Linie wird gewöhnlich der Umstand genannt, daß der Halleffekt nicht in allen Metallen das gleiche Vorzeichen besitzt. Hierfür sind verschiedene Erklärungsmöglichkeiten gegeben worden, bezüglich derer auf eine erst kürzlich erschienene Abhandlung[3]) der Herren Koenigsberger und Gottstein verwiesen werden kann. Aber auch wenn man die durch den Halleffekt verursachten Mißlichkeiten als behoben ansieht, erwächst der unitarischen Auffassung bei Betrachtung der thermomagnetischen Erscheinungen eine neue, auf die meines Wissens noch nicht näher hingewiesen ist. Es ist nicht allein die Tatsache, daß auch diese Effekte mit beiderlei Vorzeichen auftreten, obschon für die Rieckesche Theorie dieser Umstand selbst in der dualistischen Fassung verhängnisvoll wird, denn nach ihr müßte der Nernsteffekt auch bei Annahme von zwei Elektronenarten für alle Metalle das nämliche[1]) Vorzeichen haben.

Versucht man nun die Drudesche Theorie etwa dadurch im unitarischen Sinne zu modifizieren, daß man zwar zwei Arten von Elektrizitätsatomen zuläßt, aber den positiven zum Unterschiede von den negativen die Beweglichkeit Null zuschreibt, d. h. in den Drudeschen Ausgangsgleichungen[2]) die Größen v_2 und $\xi_2 = 0$ setzt, während die Zahl der positiven Ladungen n_2 eine Funktion der Temperatur bleibt, so daß nicht nur

$$\varphi_1 = \frac{d \log n_1}{dT},$$

sondern auch

$$\varphi_2 = \frac{d \log n_2}{dT} \gtrless 0$$

ist, so erhält man für den Koeffizienten des Halleffekts die Beziehung

$$R = \frac{1}{e n_1} \cdot \frac{\varphi_2}{\varphi_1 + \varphi_2},$$

und entsprechend für den des Ettingshauseneffekts

$$P = \frac{3}{4 \alpha T n_1 (\varphi_1 + \varphi_2)}.$$

Da im voraus nichts über die Art des Temperatureinflusses auf die Zahl n_2 der positiven Ladungen ausgesagt werden kann, so ist gegen die Beziehung für R hinsichtlich des Vorzeichens formal nichts einzuwenden. Hingegen gelangt man bei der Betrachtung der thermomagnetischen Effekte zu Widersprüchen mit der Erfahrung, denn die Koeffizienten des Nernst- und des Leduceffekts verschwinden, wenn man in den entsprechenden Gleichungen (22) und (23) von Drude die Beweglichkeit v_2 der positiven Ladungen gleich Null setzt.

Im Sinne der Lorentzschen Theorie sind die Vorgänge im Magnetfelde streng von Herrn Gans[3]) behandelt worden, wobei allerdings nur der Hall- und Ettingshauseneffekt sowie die Änderung des elektrischen Leitvermögens im Felde näher berührt worden sind, doch lassen sich aus den gegebenen Gleichungen[4]) (43) bis (44′) die thermomagnetischen Effekte leicht ab-

1) E. Riecke, Jahrb. d. Radioakt. u. Elektr. **3**, 37, 1906.

2) H. Zahn, Ann. d. Phys. **14**, 932, 1904.

3) Diese Zeitschr. **14**, 232, 1913.

1) l. c., S. 37.

2) Ann. d. Phys. **3**, 372, Gl. (8)—(12), 1900.

3) Ann. d. Phys. **20**, 293, 1906.

4) l. c., S. 306. Man kann in der Rechnung die mit dem Quadrat der durch Gl. (30) und (36) definierten Größe w multiplizierten Glieder neben denjenigen vernachlässigen, die nur die erste Potenz enthalten. Die Berechtigung dazu ergibt sich aus Gl. (36), indem w nur für *Bi*, *Te* in Feldern über 1000 Gauß merklich größere Werte als 0,1 annimmt; für die anderen Metalle bleibt er selbst bei großem $\mathfrak{H}$ weit unter diesem Werte.

leiten. Für den Koeffizienten des Nernsteffekts ergibt sich

$$Q = \frac{1}{8}\,\sigma_0 R_0 \frac{a}{3e}(18 + b - b^2),$$

wo

$$b = 2T\frac{d\log n}{dT}.$$

Die Indizes o bedeuten, daß für die Leitfähigkeit und den Rotationskoeffizienten die in sehr schwachen Feldern geltenden Werte einzusetzen sind, eine Beschränkung, die praktisch nur für Bi zu machen ist.

Will man zulassen, daß die verschiedenen Vorzeichen für R nur scheinbar verschieden sind, etwa dadurch, daß die positiven durch rückläufige innere Felder vorgetäuscht sind, so besagt die aus der Gansschen Theorie gewonnene Gleichung, daß Q das gleiche[1]) Vorzeichen wie R besitzt bei den Metallen, bei welchen $b < 4{,}77$ ist. Derartige Metalle wären dann Te, Sb, Co, Ag, Cu, Sn, während für Bi, Ni, Fe, Zn, Ir, Pd, Pb $b > 4{,}77$ sein müßte. Indessen machen die thermoelektrischen Konstanten, bei denen die Größe b eine wesentliche Rolle spielt, eine derartige Gruppierung der Metalle sehr wenig wahrscheinlich.

Im folgenden soll kurz auf eine andere Möglichkeit zur Erklärung der verschiedenen Vorzeichen bei den thermomagnetischen Effekten hingewiesen werden. Dieselbe versucht, einem Vorschlage[2]) von Herrn Lorentz entsprechend, das Verhalten der neutralen Elektrizität, d. h. der Vereinigung einer positiven und negativen Ladung für das Zustandekommen der Effekte nutzbar zu machen; hierzu mögen die gebundenen Elektronen, die jedes feste Metall neben den freien Leitungselektronen besitzt, beigezogen werden. Schreibt man diesen etwa Kreisschwingungen um positiv geladene Zentren zu, so kann man, wie bei der elementaren Behandlung des Zeemaneffekts, die Hälfte aller Schwingungen in der zu den Kraftlinien senkrechten Plattenebene stattfinden lassen, die andere Hälfte wird dann durch das Feld nicht beeinflußt. Ein Viertel sämtlicher gebundenen Elektronen rotiere dann in der Plattenebene im Uhrzeigersinn, ein Viertel im entgegengesetzten. Durch die Wirkung des Feldes tritt Zeemaneffekt ein. Legt man die X-Achse durch die Längsrichtung der Platte, so fließen durch einen Plattenschnitt in der Y-Z-Ebene je zwei entgegengerichtete pulsierende Ströme verschiedener Periode und Intensität, die von dem Durchgang der mit verschiedener Winkelgeschwindigkeit rotierenden Elektronen herrühren; in ihren Wirkungen auf die benachbarten freien Elektronen heben sich diese Ströme im gleichtemperierten Metall vollkommen auf. Die Verhältnisse gestalten sich jedoch anders, wenn längs der X-Achse ein Potentialgefälle besteht. Ein solches tritt auch auf, wenn in dieser Richtung ein Temperaturgefälle besteht, vorausgesetzt, daß die Zahl der freien Leitungselektronen eine Funktion der Temperatur ist. Dann wird durch dieses Potentialgefälle, das negativ von rechts nach links wirken möge, ein rotierendes Elektron, das die Y-Z-Ebene im gleichen Sinne passiert, beschleunigt, ein von links nach rechts kommendes verzögert.

Ordnet man zwei in entgegengesetzter Richtung rotierende Elektronen einander zu, deren Wirkungen sich ohne Temperaturgefälle und ohne Feld kompensieren — es mögen diese der Einfachheit halber beide die Ordinate o besitzen — so werden sie bei bestehendem Temperatur- bzw. Potentialgefälle eine Stromkomponente in Richtung der X-Achse hervorrufen, die sich aus zwei gleichen und gleichgerichteten Komponenten oberhalb und unterhalb der X-Achse zusammensetzt. Da im stationären Zustand ein Strom nicht fließen kann, so muß dadurch eine kompensierende E.M.K. hervorgerufen werden, die der ursprünglichen entgegengerichtet ist. Wird nun ein magnetisches Feld $\mathfrak{H}$ erregt, so werden dadurch die als gleich angenommenen Bahngeschwindigkeiten nicht geändert, wohl aber die Winkelgeschwindigkeiten; das Elektron, dessen Bahnkrümmungsradius durch das Feld verkleinert wird, repräsentiert einen stärkeren Strom, so daß die Stromkomponenten auf den beiden Seiten der X-Achse verschieden groß werden. In untenstehender Fig. 1 befindet sich die stärkere Komponente oberhalb, in Fig. 2, wo die Feldrichtung kommutiert ist, unterhalb der X-Achse. Dieser Verdichtung der Stromfäden nach einer Richtung hin muß im stationären Zustand eine transversale E.M.K. entgegenwirken, wodurch im Sinne dieser Auffassung der Nernsteffekt erklärt wäre.

Die Richtung der primären Stromkomponente hängt nicht von der Feldrichtung, sondern nur

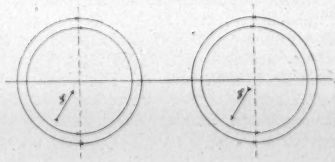


Fig. 1. Fig. 2.

1) Wenn man das Vorzeichen von Q empirisch festsetzt aus der Beziehung:

$$\text{Transversales Potentialgefälle} = +\,Q\,\mathfrak{H}\frac{\partial T}{\partial x}.$$

2) Ergebnisse und Probleme der Elektronentheorie, S. 43 und 45, Berlin 1905.

von der Richtung des ursprünglichen Potentialgefälles ab, das aber durchaus nicht dem Temperaturgefälle gleichsinnig zu sein braucht. Es ist vielmehr naheliegend, zu folgern, daß bei verschiedenen Metallen der thermomagnetische und der Thomsoneffekt korrespondierende Vorzeichen besitzen müßten.

$+ Q$	*Bi*	*Sb*	*Ni*	*Co*		
$- \varrho$	*Bi*	*Sb*	*Ni*	*Co*	*Fe*	*Sn*
$- Q$	*Fe*	*Ag*	*Cu*	*Zn*	*Sn*	
$+ \varrho$		*Ag*	*Cu*	*Zn*		

(Koeffizient des thermomagnetischen Effekts Q, spez. Wärme der Elektrizität ϱ).

Wie die vorstehende Zusammenstellung zeigt, trifft dies annähernd, aber nicht vollkommen zu, *Fe* und *Sn* fallen heraus. Indessen ist die genannte Folgerung vom Standpunkte der Elektronentheorie nur eine wahrscheinliche, keine notwendige; die durch ein Temperaturgefälle bedingte E.M.K. und die spezifische Wärme der Elektrizität brauchen nicht gleiches Vorzeichen zu besitzen, wie z. B. aus der Drudeschen Theorie[1]) hervorgeht.

Die Bahn eines rotierenden Elektrons bei gleichzeitigem Bestehen einer longitudinalen elektrischen Kraft wird im allgemeinen kompliziert sein; es wird suchen, sich in zykloidenartigen Windungen von seinem Zentrum zu entfernen. Hier wird die Bahngeschwindigkeit sehr groß anzunehmen sein, die vom Temperaturgefälle herrührende E.M.K. sehr klein, und da noch eine Gegenkraft dazukommt, wird auch die Deformation der ursprünglichen Kreisbahn nur eine sehr geringe sein. Trotzdem dürfte die analytische Formulierung des vorliegenden Problems auf beträchtliche Schwierigkeiten stoßen, da über die Wechselwirkung zwischen gebundenen und freien Elektronen besondere Annahmen gemacht werden müßten.

Zur Erklärung des im Felde auftretenden transversalen Temperaturgefälles, des Leduceffekts, ließe sich die in der Drudeschen Theorie vertretene Ansicht, daß eine Konzentrationsdifferenz freier Elektronen notwendig mit einer Temperaturdifferenz verknüpft sei, verwenden. Schließlich ist noch zu bemerken, daß, wenn man das Zustandekommen der thermomagnetischen Effekte der Wirkung des Feldes auf die gebundenen Elektronen zuschreiben will, es dann nahe liegt, einen Einfluß dieser rotierenden Elektronen auch auf die Ausbildung des Halleffekts anzunehmen, da ja auch hier eine longitudinale E.M.K. besteht. Die Verdichtung der Stromfäden, die von den rotierenden Elektronen herrühren, erfolgt dabei stets im entgegengesetzten Sinne als die derjenigen, die von den freien Elektronen gebildet werden. Es würde dann wie in der früheren dualistischen Theorie eine Differenzwirkung auftreten, nur auf anderer Ursache beruhend. Der Einfluß der gebundenen Elektronen würde dabei außer von ihrer Anzahl im wesentlichen von der Umlaufsdauer abhängen, und um so größer sein, je geringer diese ist. Da man indessen, wie es die optischen Konstanten der Metalle erfordern, stets mehrere Arten von gebundenen Elektronen mit verschiedenen Eigenperioden anzunehmen hat, so dürfte das Problem des Halleffekts und der verwandten Erscheinungen auf dieser Grundlage ein äußerst kompliziertes sein.

(Eingegangen 8. August 1913.)

1) Ann. d. Phys. 7, 687, 1902.

Eine Theorie des elektromagnetischen Feldes in den ferromagnetischen Metallen.

Von W. Arkadiew.

§ 1. Einleitung.

Die Untersuchung der Reflexion elektromagnetischer Wellen an dünnen Drähten[1]) sowie die deren Absorption an zwei parallelen Drähten[2]) zeigt das Verschwinden der magnetischen Eigenschaften[3]) der ferromagnetischen Metalle im Gebiete der kürzesten elektrischen Wellen. Diese Tatsache steht in Übereinstimmung mit dem bekannten Verhalten dieser Metalle gegen Licht- und Wärmestrahlung.

Die vorliegende Abhandlung hat zum Ziele den Ausbau einer Theorie der elektromagnetischen Vorgänge in ferromagnetischen Metallen (in schwachen Feldern) zu versuchen; nach dem Schema der gewöhnlichen elektromagnetischen Dispersionstheorie ausgeführt, scheint sie mir eine wahrscheinliche Erklärung der Erfahrungstatsachen darzustellen. Die Theorie liefert die Werte der Eigenperioden und den Durchmesser der Elementarmagnete, sowie die der magnetischen Leitfähigkeit bzw. der inneren Reibung des Stoffes. Die dabei vorgeschlagene Einführung einer neuen physikalischen Größe, der magnetischen Leitfähigkeit, kann als eine Verwirklichung der alten Bestrebungen angesehen werden, die Maxwellschen Gleichungen in eine völlig symmetrische Form zu bringen.

§ 2. Die Theorie der Magnetisierung.

Die Webersche Magnetisierungstheorie[4]) er-

1) W. Arkadiew, Journ. d. Russ. Phys.-Chem. Ges., Phys. T., **45**, 45, 1913.
2) W. Arkadiew, Journ. d. Russ. Phys.-Chem. Ges., Phys. T., **44**, 165, 1912.
3) W. Arkadiew, Journ. d. Russ. Phys.-Chem. Ges. **45**, 103, 1913; diese Zeitschr. **14**, 561, 1913.
4) W. Weber, Abh. Sächs. Ges. **1**, 572, 1852; Werke III, 549, 1893.

gibt für schwache Felder den folgenden Ausdruck für das magnetische Moment eines cm³:

$$J = \frac{2}{3}\frac{J_\infty}{D_1} H_1 .$$

wo J_∞ die Sättigungsmagnetisierung ist, D_1 die Richtkraft, welche jeden Elementarmagneten in seiner ursprünglichen Lage hält, und H_1 das magnetisierende Feld. Wenn man das letztere aus dem äußeren Felde und der Wirkung des umgebenden polarisierten Mediums zusammensetzt[1]), erhält man:

$$H_1 = H + gJ = H(1 + g\varkappa);$$

woraus

$$J = \frac{\frac{2}{3}\frac{J_\infty}{D_1} H}{1 + g\varkappa}$$

folgt, d. h. die umgebenden Elementarmagnete, welche aus ihrer Ruhelage gedreht sind, erleichtern die Umdrehung eines zwischen ihnen gelegenen Elementarmagneten; anders gesagt, die Richtkraft bei geordneten Drehungen ist kleiner, als bei ungeordneter Bewegung:

$$D = \frac{D_1}{1 + g\varkappa} \quad \text{und}^2) \quad J = \frac{2}{3}\frac{J_\infty}{D} H . \qquad (1)$$

Für die Größe der Richtkraft bei geordneten Drehungen finden wir die Ausdrücke:

$$D = \frac{2}{3}\frac{J_\infty}{\varkappa} = \frac{8\pi}{3}\frac{J_\infty}{\mu_\infty - 1}, \qquad (2)$$

wo $\varkappa$ und μ_∞ die Suszeptibilität und die Permeabilität bei schwachen magnetischen Feldern sind.

§ 3. Die Schwingungen der Elementarmagnete.

Unter der Wirkung der angezeigten Richtkräfte sind bestimmte Perioden der Eigenschwingungen der Elementarmagnete möglich. Für die geordnete Bewegung derselben bei einem wechselnden äußeren Feld H, welches einen Winkel α mit der Richtkraft D bildet, erhalten wir für kleine Ablenkungswinkel β:

$$K\frac{d^2\beta}{dt^2} + p\frac{d\beta}{dt} + mD\beta = mH\sin\alpha , \qquad (3)$$

wo K das Trägheitsmoment eines Elementarmagneten, bezogen auf eine zu seiner magnetischen Achse senkrechte Drehachse, m sein magnetisches Moment, p den Koeffizient der Reibungskraft bedeuten. Für die Periode und das logarithmische Dekrement der Eigenschwingungen haben wir die Ausdrücke:

$$T_0'^2 = \frac{4\pi^2 K}{mD - \frac{p^2}{4K}} \qquad (4)$$

$$\Delta^2 = \frac{\pi^2 p^2}{KmD - \frac{p^2}{4}} . \qquad (5)$$

Wenn $p = 0$, wird $T_0'^2 = 4\pi^2 K/mD$; ich will die entsprechende Eigenperiode durch T_0 bezeichnen, also

$$T_0 = 2\pi\sqrt{\frac{K}{mD}} . \qquad (6)$$

Wenn $p = 2\sqrt{KmD}$, ist $T_0' = \infty$; die Hälfte dieser Werte p will ich als Maß der Reibung annehmen, also

$$p = \Theta\cdot\sqrt{KmD} . \qquad (7)$$

Aus (6), wenn $T_0 = 2\pi\tau_0$ ist, erhalten wir nun:

$$p = \Theta\tau_0 mD = \frac{\Theta K}{\tau_0}, \qquad (8)$$

und aus (5):

$$\Delta = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{4}{\Theta^2} - 1}} . \qquad (9)$$

Für die erzwungenen Schwingungen finden wir durch den Ansatz $\beta = B\cdot e^{\frac{t}{\tau}}$ aus (3):

$$\beta = \frac{mH\sin\alpha}{mD + \frac{i}{\tau}p - \frac{K}{\tau^2}};$$

im Zusammenhang mit (6) und (8) und bei der Abkürzung $\nu = \tau_0/\tau = T_0/T = \lambda_0/\lambda$ wird

$$\beta = \frac{\frac{H}{D}\sin\alpha}{1 + i\Theta\nu - \nu^2} . \qquad (10)$$

§ 4. Die Permeabilität im Wechselfelde und die magnetische Leitfähigkeit.

Die Verschiebung der magnetischen Mengen $+q$, welche an den Enden der magnetischen Achse l jedes Elementarmagneten sich befinden, ist $l\beta/2$. Wenn die Achse mit der Feldrichtung H den Winkel α bildet, ist die Komponente dieser Verschiebung in der Richtung H gleich $l\beta/2\cdot\sin\alpha$. Die Menge des Magnetismus, bezogen auf die Anzahl der betrachteten Elementarmagnete dn_2, welche auf der Querschnittseinheit vorhanden sind, ist $q\,dn_2$. Wenn dn_1 die Anzahl der Elementarmagnete auf der Längeneinheit ist, so tritt durch die Querschnitts-

1) Vgl. R. Gans, Gött. Nachr. 1910, S. 197.

2) Diese Proportionalität von J und der Feldstärke H sowie die Abwesenheit der Hysteresis bei ganz schwachen Feldänderungen geht aus den eingehenden Untersuchungen von R. Gans („reversible Magnetisierung") hervor; Ann. d. Phys. **27**, 1, 1908; **29**, 301, 1909.

einheit bei der berechneten Verschiebung die Menge

$$q\,dn_2 \cdot dn_1 \cdot l\beta/2 \cdot \sin\alpha .$$

Für die negativen und positiven Mengen finden wir:

$$dQ = ql\beta \sin\alpha \cdot dn ,$$

wobei $dn = dn_1 \cdot dn_2$ die in der Volumeinheit vorhandene Anzahl der Elementarmagnete ist, welche den Winkel α mit der Feldrichtung H bilden. Wenn alle Richtungen gleich wahrscheinlich sind, so ist $dn = n/2 \cdot \sin\alpha \cdot d\alpha$, falls n die Anzahl der Elementarmagnete in der Volumeinheit des Körpers ist. Wir finden nun aus (10), wenn wir in Betracht ziehen, daß $lq = m$ ist,

$$dQ = \frac{H}{D}\,\frac{nm}{2}\,\frac{\sin^3\alpha}{1 + i\Theta\nu - \nu^2}\,d\alpha .$$

Da $nm = J_\infty$, haben wir:

$$Q = \frac{J_\infty}{2D}\,\frac{H}{1 + i\Theta\nu - \nu^2}\int_0^\pi \sin^3\alpha\,d\alpha .$$

Oder, übereinstimmend mit (2),

$$Q = \frac{\varkappa}{1 + i\Theta\nu - \nu^2} \cdot H .$$

Ist die magnetische Permeabilität μ', so haben wir für die magnetische Stromdichte S_m:

$$S_m = \frac{\mu'}{4\pi}\frac{\partial H}{\partial t} = \frac{1}{4\pi}\left(\frac{\partial H}{\partial t} + 4\pi\frac{\partial Q}{\partial t}\right),$$

woraus

$$\mu' = 1 + \frac{4\pi\varkappa}{1 + i\Theta\nu - \nu^2},$$

oder

$$\mu' = 1 + \frac{\mu_\infty - 1}{1 + i\Theta\nu - \nu^2}. \qquad (11)$$

Übereinstimmend mit der zugrunde gelegten Vorstellung über den magnetischen Konvektionsstrom, können wir dem Körper auch eine magnetische Leitfähigkeit zuschreiben. Bezeichnen wir sie durch ϱ, so erhalten wir:

$$S_m = \frac{\mu}{4\pi}\frac{\partial H}{\partial t} + \varrho H, \qquad (A)$$

analog dem Ausdrucke für elektrische Stromdichte:

$$S_e = \frac{\varepsilon}{4\pi}\frac{\partial E}{\partial t} + \sigma E. \qquad (B)$$

In bekannter Weise erhalten wir für ein sinusoidales Feld H:

$$S_m = \frac{\mu - i\,2\varrho T}{4\pi}\frac{\partial H}{\partial t},$$

was

$$\mu' = \mu - i\,2\varrho T \qquad (12)$$

gibt, in analoger Weise wie

$$\varepsilon' = \varepsilon - i\,2\sigma T. \qquad (13)$$

Durch Vergleich von (11) und (12) finden wir für sinusoidale Vorgänge:

$$\mu = 1 + (\mu_\infty - 1)\,\frac{1 - \nu^2}{\Theta^2\nu^2 + (1 - \nu^2)^2} \qquad (14)$$

$$\varrho = \frac{\mu_\infty - 1}{2T_0}\cdot\frac{\Theta\nu^2}{\Theta^2\nu^2 + (1 - \nu^2)^2}. \qquad (15)$$

Die Untersuchung dieser Ausdrücke zeigt, daß μ in Gebieten, die hinreichend weit von $\nu = 1$ oder $T = T_0$ entfernt sind, diesseits und jenseits von diesem Punkt die konstanten Werte 1 und μ_∞ hat. In der Nachbarschaft von $\nu = 1$ geht μ durch ein Minimum (bei $T_0/T_1 = \sqrt{1 + \Theta\sqrt{2}}$) und, bei kleinem Θ, auch durch ein Maximum (bei $T_0/T_2 = \sqrt{1 - \Theta\sqrt{2}}$). Bei $\nu = 1$ ist μ auch gleich 1; μ kann negativ sein bei

$$\Theta < \sqrt{\mu_\infty + \frac{1}{8} - \frac{3}{2\sqrt{2}}}.$$

Die magnetische Leitfähigkeit ϱ ist gleich Null in Gebieten, wo μ konstant ist. Bei $T = T_0$ ($\nu = 1$) erreicht sie ein Maximum und wird dabei gleich

$$\varrho_{\max} = \frac{\mu_\infty - 1}{2T_0\Theta}. \qquad (16)$$

§ 5. Die Grundgleichungen im Ferromagnetikum.

In Übereinstimmung mit (A) und (B) will ich schreiben, wenn $c = 3 \cdot 10^{10}$ cm/sec ist,

$$\left.\begin{aligned} \operatorname{curl} H &= \frac{\varepsilon}{c}\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{4\pi\sigma}{c}E \\ \operatorname{curl} E &= -\frac{\mu}{c}\frac{\partial H}{\partial t} - \frac{4\pi\varrho}{c}H . \end{aligned}\right\} \qquad (C)$$

Hier sind ε, σ, μ und ϱ die für den isotropen und homogenen Körper charakteristischen Größen, welche im allgemeinen von der Art des elektromagnetischen Vorgangs abhängen.

§ 6. Die Dispersion und Absorption in den ferromagnetischen Metallen.

Für eine ebene elektromagnetische Welle kann man in einfacher Weise finden:

$$(n - ik)^2 = \varepsilon\mu - 4T^2\varrho\sigma - i\,2T(\varepsilon\varrho + \sigma\mu) = \varepsilon'\mu', \qquad (17)$$

wobei n und k definiert sind durch den Ausdruck der elektrischen Kraft:

$$Z = Z_0 \cdot e^{-\frac{2\pi k}{cT}x} \cdot \cos 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{nx}{cT}\right).$$

Aus (17) finden wir ferner:

$$n^2 = \sigma T\left[\sqrt{\left(\frac{\varepsilon\mu}{2\sigma T} - 2\varrho T\right)^2 + \left(\mu + \frac{\varepsilon\varrho}{\sigma}\right)^2} + \frac{\varepsilon\mu}{2\sigma T} - 2\varrho T\right] \qquad (18)$$

$$k^2 = \sigma T\left[\sqrt{\left(\frac{\varepsilon\mu}{2\sigma T} - 2\varrho T\right)^2 + \left(\mu + \frac{\varepsilon\varrho}{\sigma}\right)^2} - \right.$$
$$\left. - \frac{\varepsilon\mu}{2\sigma T} + 2\varrho T\right]. \quad (19)$$

Diese Ausdrücke für das Brechungsverhältnis und den Extinktionskoeffizient umfassen alle möglichen Fälle:

a) $\sigma = \varrho = 0$:

$$n = \sqrt{\varepsilon\mu}, \quad k = 0.$$

b) Bei $\mu = 0$, wenn $\varepsilon/2\sigma T$ gegen 1 klein ist, finden wir:

$$n = \frac{\varepsilon}{2}\sqrt{\frac{\varrho}{\sigma}}, \quad k = 2T\sqrt{\sigma\varrho}.$$

c) Bei $\mu >> 0$ haben wir:

$$\left.\begin{aligned} n^2 &= \sigma T\left(\sqrt{\mu^2 + 4\varrho^2 T^2} - 2\varrho T\right), \\ k^2 &= \sigma T\left(\sqrt{\mu^2 + 4\varrho^2 T^2} + 2\varrho T\right). \end{aligned}\right\} \quad (20)$$

d) Bei $\varrho = 0$ erhalten wir die in der Metalloptik bekannten Formeln:

$$n^2 = k^2 = \sigma T \cdot \mu. \quad (21)$$

Der Vergleich der letzten Formeln mit den Ausdrücken (18), (19) oder (20) zeigt, daß der bei σT stehende Faktor den Koeffizient μ in (21) ersetzt. Ich will ihn als „scheinbare Permeabilität" — „μ" bezeichnen. Diese Werte von μ würden wir erhalten, wenn wir sie zum Beispiel aus Formel (21) berechneten, welche die magnetische Leitfähigkeit nicht voraussetzt.

§ 7. Die Beziehung der Prämissen der vorliegenden Theorie zu den Theorien des Ferromagnetismus von P. Weiß und R. Gans.

Bei der Ausführung der vorliegenden Theorie hatte ich zum Ziele, eine möglichst einfache Erklärung der erhaltenen Tatsachen zu geben und daraus einige naheliegende Folgerungen zu ziehen. Deshalb hütete ich mich bisher die andere Theorie zu berühren. In den nächsten Paragraphen sind einige wesentliche Züge der Theorien von Weiß und Gans dargelegt, um mit ihrer Hilfe die entsprechende Vervollständigung in die vorliegende Theorie einzuführen.

Die Weißsche[1]) Theorie des Ferromagnetismus der pseudoisotropen Körper behandelt die mannigfaltig orientierten Weberschen Elementarmagnete als in abgesonderte Gruppen von einer bestimmten Achsenrichtung versammelt — die ferromagnetischen Kristalle. Diese Kristalle soll man als die bis zur Sättigung (J_∞) spontan magnetisierten Bauelemente der Körper ansehen. Das Gesetz der Magnetisierung der ferromagnetischen Körper ist nach Weiß bestimmt durch das Gesetz der Drehung der Magnetisierungsrichtung in einem einzelnen Kristalle. Dieses Gesetz war von ihm untersucht in Kristallen von Pyrrotin; man kann aber beweisen, daß bei kleinen Ablenkungswinkeln dieses Gesetz mit dem Gesetze der Drehung der Weberschen Elementarmagnete identisch ist.

Nach Weiß wirkt im Innern eines ferromagnetischen Kristalls das innere magnetisierende Molekularfeld, welches der konstanten Magnetisierung J_∞ proportional ist: NJ_∞. Da die Koeffizienten N in einem Kristalle nach verschiedenen Richtungen verschieden sind ($N_1 > N_2 > N_3$), so erhält das Molekularfeld nach drei Kristallachsen verschiedene Werte: $N_1 J_\infty > N_2 J_\infty > N_3 J_\infty$, in Abhängigkeit von der Richtung der Magnetisierung[1]). Im Vorliegenden setze ich voraus, daß die Kristalle einachsig sind und daß $N_2 = N_3$ ist. Die stabile Richtung der Elementarmagnete ist, wie Weiß zeigt, die Richtung des größeren Koeffizienten N_1; durch die Wirkung des äußeren Feldes wird die Magnetisierung J_∞ aus dieser Richtung quasielastisch abgelenkt. Wir wollen sehen, um welchen Winkel β die Magnetisierungsrichtung abgelenkt wird, wenn die Kristallachse N_1 mit dem Felde H einen Winkel α bildet. Die Magnetisierung wird hier nach der Resultante von zwei Feldern gerichtet; $N_1 J_\infty \cos\beta + H\cos\alpha$ und $N_2 J_\infty \sin\beta + H\sin\alpha$. Daraus:

$$\operatorname{tg}\beta = \frac{N_2 J_\infty \sin\beta + H\sin\alpha}{N_1 J_\infty \cos\beta + H\cos\alpha}.$$

Das gibt[2]):

$$H = \frac{J_\infty}{2}(N_1 - N_2)\frac{\sin 2\beta}{\sin(\alpha - \beta)}.$$

Bei $H = 0$

$$\frac{d\beta}{dH} = \frac{\sin\alpha}{J_\infty(N_1 - N_2)}.$$

Wir finden daraus für genügend kleine Felder, wenn $H = \Delta H$ und $\beta = \Delta\beta$:

$$\beta = \frac{\sin\alpha}{J_\infty(N_1 - N_2)} \cdot H.$$

Für die Drehung eines Elementarmagneten haben wir aber einen Ausdruck, welcher ähnlich der Bedingung des Gleichgewichts einer Magnetnadel ist:

$$\operatorname{tg}\beta = \frac{\sin\alpha}{H\cos\alpha + D} \cdot H,$$

1) P. Weiß, J. de Phys. **6**, 661, 1907; diese Zeitschr. **9**, 358, 1908.

1) Herr Professor Weiß hatte die Liebenswürdigkeit, mir brieflich mitzuteilen, daß seiner Ansicht nach jetzt diese Verhältnisse für Eisen nicht mehr so einfach zu betrachten sind. (Anmerkung bei der Korrektur.)

2) Vgl. P. Weiß, l. c., S. 668.

was für kleine H und β gibt:

$$\beta = \frac{\sin\alpha}{D} \cdot H.$$

Da bei Weiß die Kraft H, welche im Innern eines Kristalls des Körpers wirkt, die äußere Kraft ist, welche mit unserer Größe H identisch ist, so finden wir, daß wir in beiden Fällen dasselbe Gesetz der Änderung β mit H haben und daß hier die Rolle der Kraft D die Größe $J_\infty(N_1 - N_2)$ spielt. Die letzte Größe bezeichnet Weiß als das „entmagnetisierende Feld" (H_D), da sie nach der Entfernung der Kraft H die Magnetisierungsrichtung in ihre Anfangslage bringt.

Aus dem Ausdruck der Magnetisierungsintensität J eines pseudoisotropen Körpers findet Weiß die folgende Formel für die initiale Suszeptibilität $\varkappa$[1]):

$$\varkappa = \frac{J_\infty}{3}\left(\frac{1}{H_D} + \frac{1}{H'_D}\right),$$

wo $H'_D = J_\infty(N_1 - N_3)$; für einachsige Kristalle kann man schreiben:

$$\varkappa = \frac{2J_\infty}{3H_D},$$

was für die Weißsche Richtkraft H_D denselben Ausdruck gibt, wie der früher von uns gefundene Ausdruck (2) für D.

Wir haben im Gegensatz zu Weiß angenommen, daß die Kristalle einachsig sind; die Annahme aber von zweiachsigen Kristallen wäre gleichbedeutend mit der Annahme von verschiedenen Perioden der geordneten Schwingungen, wozu fürs erste kein Bedarf vorliegt.

Später hat Gans[2]) gezeigt, wie man durch Einführung des Lorentz-Planckschen Proportionalitätsfaktors g (siehe § 2) in die Webersche Theorie, von dem wir schon einen Gebrauch gemacht haben, den Ausbau der ferromagnetischen Kristalle ausführen kann. Wir haben aber soeben gesehen, daß die Theorie des Magnetismus, welche die kristallinische Struktur voraussetzt, unsere Folgerungen (des § 2) nur verstärkt; auch die anderen Prämissen und Ergebnisse der Gansschen Theorie stehen mit meinen Voraussetzungen in keinem wesentlichen Widerspruche.

§ 8. Weitere Überlegungen bezüglich des inneren Mechanismus des Ferromagnetikums.

Wenn wir die Masse der Elementarmagnete gleich M setzen und den Radius der um ihn geschriebenen Kugel gleich r, so wird das Trägheitsmoment:

$$K = aMr^2, \qquad (22)$$

wobei a ein Koeffizient ist, welcher abhängt von der Gestalt der Magnete: wenn letztere kugelförmig ist, so wird $a = {}^2/_5$ und wenn er z. B. ein Zylinder ist, mit dem Verhältnis der Höhe zu dem Radius gleich $\sqrt{3}$, $a = {}^2/_7$. Die Formel (6) liefert nun:

$$T_0 = 2\pi r\sqrt{\frac{aM}{Dm}}. \qquad (23)$$

Sind die Elementarmagnete die einzigen Strukturelemente des Stoffes, so können wir das Verhältnis M/m durch δ/J_∞ ersetzen, wobei δ die Dichte des Stoffs ist; D können wir aus (2) einsetzen. Nun wird:

$$\left.\begin{aligned} T_0 = 2\pi r\sqrt{\frac{a\delta}{DJ_\infty}} = \\ = \frac{r}{J_\infty}\sqrt{\frac{3}{2}a\pi\delta(\mu_\infty - 1)}. \end{aligned}\right| \qquad (24)$$

Nach Weiß hätten wir den wahren Wert des Verhältnisses M/m nur dann erhalten, wenn δ und J_∞ auf den absoluten Nullpunkt der Temperatur bezogen sind. Dieser Unterschied ist aber zu klein und er hätte nur eine Bedeutung bei einer Bestimmung der Periode von ungeordneten Drehungen. Für eine sinusoidale Form der letzteren, bei Vernachlässigung des angeführten Unterschieds, wird ihre Periode bestimmt durch die Formel (23), wenn wir D durch den Wert des inneren Weißschen molekularen Felds NJ_∞ ersetzen. Wir können nun finden, daß die ungeordneten Drehungen $\sqrt{NJ_\infty/D}$-mal schneller als die geordneten Schwingungen ausfallen müssen. Noch schneller sollen, wie wir später sehen werden, die molekularen Wärmebewegungen sein. Demzufolge müssen wir bei der Untersuchung der geordneten drehenden Schwingungen, wie bei den langsameren Vorgängen, nur die zeitlichen mittleren Werte der magnetischen Momente der Elementarmagnete in Rechnung ziehen. Die oben angenommene Magnetisierung bei gewöhnlicher Temperatur J_∞ ist die Summe dieser mittleren Werte.

Bei der geordneten Drehung haben die zueinander gewendeten Oberflächen der Elementarmagnete entgegengerichtete Geschwindigkeiten. Bei den Zusammenstößen muß sich, wenn die sich entgegengesetzt bewegenden Oberflächen in Kontakt kommen[1]), die Energie ihrer geordneten Bewegung zerstören, um dabei in ungeordnete Schwingungen überzugehen. Wenn wir nun ihre nach Zeit und Raum mittleren Lagen in Betracht ziehen, so können wir jeden Elementarmagnet als unbeweglich in einer Höhlung ansehen, deren

1) Weiß, l. c., S. 680.
2) R. Gans, Gött. Nachr. 1910, S. 197; 1911, S. 118.

1) Ich folge hier den Vorstellungen von Weiß, welcher die Langevinsche Theorie der paramagnetischen Gase auf den festen Körper anwendet.

Dimensionen größer sind als die Dimensionen der Elementarmagnete selbst um einen zweifachen Wert eines gewissen mittleren Abstands zwischen ihnen. Von der Seite dieser imaginären Oberfläche erfährt jeder Elementarmagnet kontinuierliche Stöße, welche, wie wir soeben gesehen haben, seine Drehung hindern, übereinstimmend mit der Bewegung der umgebenden Magnete. Ich will nun diese Stöße den Partikelchen eines fiktiven Gases zuschreiben, welches diesen Zwischenraum ausfüllt. Die Wirkung dieser Stöße können wir nun identifizieren mit der inneren Reibung dieses Gases η; sie verursacht den oben eingeführten Bewegungswiderstand p.

Setzen wir nun voraus, daß der Elementarmagnet und die einhüllende Höhlung kugelförmig sind und die Radien r und R haben, so hat die zweite eine Winkelgeschwindigkeit $-r/R \cdot d\beta/dt$, wobei $d\beta/dt$ die Winkelgeschwindigkeit der Elementarmagnete ist. Die Differenz $\psi = (1 + r/R)\, d\beta/dt$ will ich als konstant ansehen; in diesem Falle können wir für das dämpfende Drehmoment der inneren Elementarmagnete finden[1]):

$$p \frac{d\beta}{dt} = \frac{8\pi\eta r^3 R^3}{R^3 - r^3} \psi;$$

Mit Berücksichtigung von (8) und (22) haben wir nun:

$$\eta = \frac{ac\Theta M}{4\lambda_0} \cdot \frac{R^3 - r^3}{rR^2(R + r)}. \qquad (25)$$

Es soll noch bemerkt werden, daß wir keine Koppelung zwischen den Bauelementen der Körper annehmen und daß wir nur eine bestimmte Periode der geordneten Schwingungen voraussetzen.

§ 9. Vergleichung der Erfahrung mit der Theorie.

Die in § 1 erwähnten experimentellen Tatsachen stehen in Übereinstimmung mit den Eigenschaften der in § 4 angezeigten Größen μ und ϱ. Die scheinbaren Größen „μ", welche analog den in § 4 angegebenen sind und deren Änderung mit der Periode des Wechselfelds ich in einem früheren Diagramm dargestellt habe[2]), zeigen eine schnelle Abnahme der Magnetisierung im Gebiete der kürzesten elektrischen Wellen. Dieses Diagramm hatte zum Ziele die größte von den bekannten Werten der Permeabilität darzustellen und zu zeigen, daß sogar diese größten Werte bei gewissen kleinen Perioden schnell zu geringen Werten abfallen; bei langsameren Perioden beziehen sich diese Werte auf bestimmte Feldstärken, wo die Permeabilität den Maximalwert hat. Deshalb erlaubt in diesem Gebiete die veröffentlichte Kurve keinen Vergleich mit dieser Theorie, welche nur für die kleinsten Werte der Magnetisierung richtig ist. Man kann aber bequemer in anderer Weise die Vergleichung mit der Theorie durchführen, nämlich durch Untersuchung der Kurven, welche die Änderung mit λ des Absorptionskoeffizienten der Wellen an zwei parallelen Drähten darstellen[1]). Diese Analyse, auf welche ich später ausführlicher zurückzukommen gedenke, führt zu folgenden Resultaten:

A. Die Eigenperioden. Aus den Lagen der Maxima an den erhaltenen Kurven für kleinste Drahtdurchmesser (0,05 mm) kann man für die Eigenwellenlängen und Eigenperioden finden:

	Fe	*Ni*
λ_0	5,9	7,3 cm
T_0	$1{,}97 \cdot 10^{-10}$	$2{,}43 \cdot 10^{-10}$ sec.

Im § 8 haben wir bereits gesehen, daß die ungeordneten Schwingungen der Elementarmagnete $\sqrt{NJ_\infty}/D$-mal schneller als die geordneten Schwingungen, welche bei Abwesenheit der Reibung stattfinden können und deren Periode wir soeben bestimmt haben, ausfallen sollen. Nehmen wir folgende Werte an:

	Fe	*Ni*
NJ_∞	$6{,}53 \cdot 10^6$	$6{,}35 \cdot 10^6$ [2])
J_∞	1706	479 [3])
μ_∞	86	13

wo μ_∞ aus der Form der erhaltenen Kurven bestimmt ist und was mit den von anderen Beobachtern gegebenen Werten der Initialpermeabilität ziemlich gut übereinstimmt, so finden wir, daß die ungeordneten Drehungen einige hundertmal schneller sein sollen [λ = etwa 300 bis 500 μ, D aus (2) berechnet]. Noch schneller ist, wie wir nun wissen, die Wärmebewegung, welche man für die Translationsschwingungen der Eisenmoleküle, z. B. durch die Wellenlänge von 35 μ charakterisieren kann[4]).

B. Die magnetische Leitfähigkeit. Die durch die erwähnte Untersuchung der Kurven bestimmten Werte Θ ermöglichen die Berechnung [nach (16)] der Maximalwerte ϱ_{max} der magnetischen Leitfähigkeit:

	Fe	*Ni*
Θ	7	5
ϱ_{max}	$3 \cdot 10^{10}$	$0{,}5 \cdot 10^{10}$ sec^{-1} el.-magn. Einh.

Diese Werte der von mir eingeführten formalen

1) G. Kirchhoff, Mechanik, S. 375, 1897.
2) W. Arkadiew, diese Zeitschr. **14**, 562, 1913.

1) W. Arkadiew, J. d. Russ. Phys. Ges., Phys. T., **44**, 165, 1912.
2) P. Weiß u. P. N. Beck, J. de Phys. (4) **7**, 249, 1908.
3) P. Weiß, J. de Phys. (4) **9**, 373, 1910; siehe auch E. Gumlich, ETZ. **30**, 1067, 1909.
4) E. Grüneisen, Ann. d. Phys. **39**, 257, 1912.

Rechnungsgröße ϱ muß man als sehr bedeutend ansehen, wie die folgende Veranschaulichung zeigt. Stellen wir uns vor, daß schon bei der Wirkung eines konstanten Feldes ein magnetischer Strom fließen würde; dann könnte man jeden Transformator mit geschlossenem magnetischen Kreise mit Gleichstrom speisen. Bei dem angegebenen Werte der magnetischen Leitfähigkeit (ϱ_{max}) wäre es möglich, seinen massiven Eisenkern durch eine einzige Windung eines dünnen Eisendrahts zu ersetzen. Die Rechnung zeigt übrigens, daß dieser Ring durch die vom magnetischen Strom entwickelte Wärme schnell durchgeschmolzen würde.

C. Der Halbmesser der Elementarmagnete. In Übereinstimmung mit (24) sollen wir für kugelförmige Elementarmagnete ($a = {}^2/_5$) schreiben:

$$r = \frac{J_\infty \lambda_0}{c \sqrt{\frac{3}{5} \pi \delta (\mu_\infty - 1)}}.$$

Im vorliegenden Falle finden wir:

	Fe	*Ni*
δ	7,9	8,8
r	$9{,}4 \cdot 10^{-9}$	$8{,}3 \cdot 10^{-9}$ cm.

D. Der Koeffizient der inneren Reibung. Den Ausdruck (25) können wir so schreiben:

$$\eta = \frac{a \pi c \Theta}{3 \lambda_0} \cdot r^2 \cdot \frac{q (q^3 - 1)}{q + 1} \cdot \frac{M}{\frac{4\pi}{3} R^3},$$

wobei $q = R/r$; ich will nun die im § 8 genannte Höhlung identifizieren mit dem Raum, welcher im Körper jedem Elementarmagnet zukommt; dann wird $3M/4\pi R^3 = \delta$; für $a = {}^2/_5$ haben wir:

$$\eta = \frac{2 \pi c \Theta \delta}{15 \lambda_0} \cdot r^2 \cdot \frac{q (q^3 - 1)}{q + 1}.$$

Identifizieren wir den Elementarmagnet mit dem Atom, so finden wir:

$$\frac{4\pi}{3} R^3 = \frac{A}{\delta P},$$

wo A das Gewicht des Grammatoms und P die Anzahl von Atomen in ihm [gleich $6{,}20 \cdot 10^{23}$ [1])] ist; wir haben nun:

	Fe	*Ni*
A	55,8	58,7
R	$14{,}0 \cdot 10^{-9}$	$13{,}7 \cdot 10^{-9}$ cm
q	1,49	1,65
η	$1{,}5 \cdot 10^{-5}$	$1{,}2 \cdot 10^{-5}$ cm^{-1}g^{+1}sec^{-1}.

Wir sehen, daß der so berechnete Reibungskoeffizient sich von derselben Ordnung erweist, als der Reibungskoeffizient in Gasen. Das soll aber uns nicht überraschen, da ja Weiß die Anwendbarkeit der Theorie der „Langevinschen Gase" auf feste ferromagnetische Körper gezeigt hat.

Die hier gewonnenen Zahlwerte haben bloß eine Annäherungsbedeutung, nicht nur weil sie eine erste theoretische Bearbeitung einer spärlichen Zahl experimentell gefundener Werte bilden, sondern auch wegen der Vernachlässigung der kristallinischen Struktur des Stoffes, welche (im Sinne des § 6) auf die sich im Metall fortpflanzende Welle einen nicht geringen Einfluß haben mag.

Moskau, Juni 1913.

(Eingegangen 24. Juni 1913.)

1) M. Planck, Wärmestrahlung, S. 166. 1913.

Quantitative Messungen der durch elektrische Wellen übertragenen Energie.

Mitteilungen aus der Radioelektrischen Versuchsanstalt für Marine und Heer, Göttingen.

Von M. Reich.

Ein in der Praxis der drahtlosen Telegraphie erstrebtes Ziel ist die Möglichkeit der Vorausberechnung der Reichweite bzw. der Güte der Verständigung zweier Stationen: Aus Größe und Form der Antenne und den elektrischen Konstanten der Antennenkreise soll berechnet werden, welche Energie der Empfänger bei bestimmter Senderenergie aus dem Felde aufnimmt. Nach der Hertzschen Theorie der Strahlung eines Dipols läßt sich diese Aufgabe lösen für Sender und Empfänger, deren Dimensionen klein gegen die benutzte Wellenlänge sind, wenn sie 1. auf unendlich gut leitendem, also elektrisch spiegelndem Boden stehen, und wenn 2. die Wellen bei ihrer Ausbreitung weder durch Absorption eine Schwächung erfahren, noch infolge der Krümmung der Erdoberfläche nur in geringerer Intensität zur Empfangsstation gelangen. Wie weit diese beiden Bedingungen Abweichungen vom theoretischen Werte zur Folge haben, läßt sich nur auf Grund von Versuchen entscheiden. Bisher liegt für beide Fragen nur wenig Beobachtungsmaterial vor. Ein Beitrag zur Beantwortung der ersten Frage ist in meiner früheren Arbeit über die Strahlung von Antennen[1]) enthalten, in welcher der Strahlungswiderstand einer Antenne in recht guter Übereinstimmung mit dem theoretischen Werte gefunden wurde. Die zweite Frage ist theoretisch

1) M. Reich, diese Zeitschr. 13, 228, 1912.

in einer Reihe von Arbeiten besonders von Sommerfeld[1]), v. Hörschelmann[2]), March[3]), Zenneck[4]), Uller[5]) behandelt worden, die umfangreichsten praktischen Versuche sind die von Austin[6]), welcher zwischen einer festen Küstenstation und zwei Schiffsstationen die Abnahme der Empfangsintensität mit der Entfernung über See ermittelte[7]).

Vorliegende Versuche sollen weitere experimentelle Unterlagen zur Lösung obiger Fragen liefern. Sie wurden in der Weise ausgeführt, daß auf zwei Landstationen, die teils nur wenige, teils mehrere Hundert Kilometer entfernt lagen, ausgestrahlte und aufgenommene Energie bzw. Antennenstromstärken gemessen, und diese Werte verglichen wurden mit denen, welche man aus der Theorie unter den oben angegebenen Voraussetzungen erhalten müßte.

Nach Hertz ist die elektrische Feldstärke in der Entfernung r von einem Dipol von der Länge l in äquatorialer Richtung $\mathfrak{E} = \frac{J \cdot 2\pi \cdot cl}{r\lambda}$, worin J die Stromstärke, λ die Wellenlänge und c die Lichtgeschwindigkeit bedeuten. Die Strahlung einer Antenne auf elektrisch spiegelndem Boden ist äquivalent der eines Dipols von der Länge $l = 2h_s$, worin h_s die wirksame Senderhöhe, sich für jede Antenne berechnen läßt aus den geometrischen Dimensionen und der Stromverteilung über die Antenne, h_s ist dann bestimmt durch: $h_s = \frac{1}{J}\int i\,dh$, worin i die Stromstärke und J diejenige im Fußpunkt der Antenne, also im Strombauch, bedeutet. Es ist daher $\mathfrak{E} = \frac{J \cdot 4\pi h_s c}{r\lambda}$.

Eine Empfangsantenne an dieser Stelle des Feldes nimmt einen bestimmten Energiebetrag auf, es entsteht in ihr ein Strom J_ε, der bei Resonanz den Betrag $J_\varepsilon = \frac{\mathfrak{E} h_\varepsilon}{W}$ erreicht[8]), worin h_ε die in Richtung $\mathfrak{E}$ liegende Komponente der wirksamen Empfängerhöhe, W den auf den Strombauch bezogenen Gesamtwiderstand des Empfängers bedeutet. Setzen wir den Wert für $\mathfrak{E}$ ein, so erhalten wir, wenn J in Ampere, W in Ohm, h_s, h_ε, r, λ in Metern gemessen werden,

$$J_\varepsilon = \frac{4\pi 30 \cdot J_s h_s h_\varepsilon}{W \cdot \lambda \cdot r}.$$

Strahlt der Sender nicht ungedämpfte, sondern gedämpfte Wellen aus, so wird die Empfangsstromstärke um einen Betrag kleiner sein, der von den Dämpfungsdekrementen $\mathfrak{d}_s$ und $\mathfrak{d}_\varepsilon$ abhängt und sich nach Bjerknes durch den Faktor

$$\sqrt{\frac{\mathfrak{d}_\varepsilon}{\mathfrak{d}_s + \mathfrak{d}_\varepsilon}} \quad \text{oder} \quad \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\mathfrak{d}_s}{\mathfrak{d}_\varepsilon}}} \quad \text{ausdrücken läßt.}$$

Wir erhalten also für gedämpfte Schwingungen

$$J_\varepsilon = \frac{4\pi \cdot 30 J_s h_s h_\varepsilon}{W \cdot \lambda \cdot r \cdot \sqrt{1 + \frac{\mathfrak{d}_s}{\mathfrak{d}_\varepsilon}}}.$$ [1])

1. Versuche auf kurze Entfernungen.

Die ersten Versuche wurden ausgeführt zwischen zwei Stationen, deren Entfernung 7,1 km beträgt. Da das Zwischengelände eben ist und nur sehr vereinzelte niedrige Bäume trägt, war zu erwarten, daß die Absorptionsverluste nur gering sind; andererseits ist die Entfernung hinreichend groß, um in der Empfangsantenne wesentlich nur das Strahlungsfeld zu messen und die Induktionswirkung vernachlässigen zu können. Es ist auf diese Entfernung z. B. bei $\lambda = 1000$ das Verhältnis des elektrischen Feldes der Strahlung zu dem der Induktion 45 : 1.

Versuchsanordnung. Auf der Sendestation bestand die Antenne aus einer vertikalen Reuse, die in einer Höhe von 68 m mit einem horizontalen dreieckigen Schirm von 78 m Seitenlänge verbunden war. Die Stromverteilung über die Antenne zur Bestimmung der effektiven Höhe wurde mittels zweier Amperemeter, am Fußpunkt und am oberen Ende der Reuse, festgestellt[2]). Da die Stromverteilung von der Wellenlänge abhängig ist — z. B. ist sie für Antennen ohne Schirm bei der Eigenwelle sinusförmig und wird mit größer werdender Wellenlänge mehr und mehr linear —, ist auch die effektive Höhe von der Wellenlänge abhängig. Hier ergeben sich folgende Werte (Tabelle 1).

Die Erdung bestand aus einem Streckmetallring von 24 m Durchmesser, der ins Grund-

1) Sommerfeld, Ann. d. Phys. **28**, 665, 1909; Jahrb. f. drahtl. Telegr. **4**, 157, 1911.
2) v. Hörschelmann, Diss. München 1911.
3) March, Diss. München 1911.
4) Zenneck, Ann. d. Phys. **23**, 846, 1907; diese Zeitschr. **9**, 50 u. 553, 1908.
5) Uller, Diss. Rostock 1903; Jahrb. f. drahtl. Telegr. **4**, 638, 1911.
6) Austin, Bull. of the Bur. of Stand. **7**, 315, 1911; diese Zeitschr. **12**, 868, 1911; Jahrb. f. drahtl. Telegr. **5**, 75, 1912.
7) Versuche auf kurze Entfernungen über Land machten Duddell u. Taylor (Electrician, S. 301, 1905) und Tissot (Electrician, S. 849, 1906), Versuche zwischen Ballon und fester Station G. Lutze (diese Zeitschr. **14**, 288, 1913).
8) Rüdenberg, Ann. d. Phys. **25**, 452, 1908.

1) Nach dieser Formel hat auch H. Barkhausen (Jahrb. f. drahtl. Telegr. **5**, 261, 1912) die Austinschen Beobachtungen mit der Theorie verglichen.
2) Die Firma Hartmann & Braun, Frankfurt a. M., fertigt für diese Zwecke besonders leichte Hitzdrahtinstrumente an.

Tabelle 1.

Wellenlänge	Effektive Höhe
1045	61,9
1175	61,25
1500	60,5
2000	60,3
2400	60,3

wasser versenkt war. Gesendet wurde mit „tönenden Löschfunken" (Wiensche Methode).

Die Empfangsstation besaß eine T-Antenne, deren horizontaler Teil etwa 13 m über dem Boden lag. Als Gegengewicht dienten teils über dem Boden gespannte, teils in den Boden eingepflügte Kupferdrähte. Die Stromstärke wurde mit einem Duddellschen Thermogalvanometer gemessen, das zusammen mit einem Drehvariometer der Selbstinduktion direkt in den Antennenkreis eingeschaltet war. Dämpfungsdekremente und Widerstand wurden in der üblichen Weise ermittelt.

Versuchsergebnisse. In Tabelle 2 sind die Resultate einer Versuchsreihe angegeben.

gemessenen Stromstärke zur berechneten wesentlich kleiner, wie Tabelle 3 zeigt.

Frühere Versuche[1]) ergaben für den Erdungswiderstand eine starke Zunahme mit abnehmender Wellenlänge. Für die kurzen Wellen ist also die Bedingung der elektrischen Spiegelung der Erde weniger erfüllt als für die längeren. Zum Senden fand hier eine kleine Schirmantenne von 15 m Höhe Verwendung.

Versuche auf große Entfernungen.

In Tabelle 4 und 5 sind die Resultate von Versuchen zwischen Köln und Göttingen (Entfernung 216 km) angegeben. Gesendet wurde teils mit tönenden Löschfunken (Tabelle 4), teils mit ungedämpften Wellen (Tabelle 5).

Der Größenordnung nach stimmt auch hier die gemessene Stromstärke mit der nach der Theorie errechneten überein. Das Verhältnis beider ist wegen der Absorption der Energie bei der Ausbreitung hier naturgemäß kleiner als bei den Nahversuchen. Auch hier zeigt sich ein starker Einfluß der Wellenlänge: kleinere

Tabelle 2.

λ	h_s	h_ε	W	$\mathfrak{d}_s$	$\mathfrak{d}_\varepsilon$	$\mathfrak{J}_s$	$\mathfrak{J}_\varepsilon$	$\mathfrak{J}_{\varepsilon_0}$	$\mathfrak{J}_\varepsilon/\mathfrak{J}_{\varepsilon_0}$
825	63,8	12,2	27,1	0,166	0,082	2,48	$22{,}8 \cdot 10^{-4}$	$26{,}3 \cdot 10^{-4}$	87 Proz.
1004	62,2	12,0	28,2	0,095	0,072	3,08	23,5	28,1	84 „
1175	61,2	11,9	27,4	0,071	0,060	3,85	26,3	31,2	84,5 „

Die nach der Theorie für den Empfänger errechnete Stromstärke J_{ε_0} stimmt danach gut mit der gemessenen J_ε überein. Die Abweichung, die hier etwa 15 Proz. beträgt, kann zum Teil darin begründet sein, daß Sender und Empfänger nicht auf unendlich gut leitendem Boden stehen, zum Teil kann auch die Absorption auf diese kurze Entfernung schon eine Rolle spielen. Wiederholungen der Versuche unter Änderung der Stromstärke, der Dämpfungsdekremente oder der Antennenform und -höhe führten zu fast den gleichen Übereinstimmungen: das Verhältnis der gemessenen Stromstärke zur berechneten lag bei diesen Wellenlängen zwischen 80 und 90 Proz. Die Schwankungen sind im wesentlichen auf Witterungseinflüsse zurückzuführen; nach starkem Regen ist die Absorption geringer als bei Trockenheit.

Für kleinere Wellen wird das Verhältnis der

Tabelle 3.

λ	$\mathfrak{J}_\varepsilon$	$\mathfrak{J}_{\varepsilon_0}$	$\mathfrak{J}_{\varepsilon_0}$	$\mathfrak{J}_\varepsilon/\mathfrak{J}_{\varepsilon_0}$
240	2,48	$21{,}2 \cdot 10^{-4}$	$32{,}0 \cdot 10^{-4}$	66,5 Proz.
293	2,65	19,8	28,9	68,5 „
360	2,65	15,2	21,9	69,5 „
430	2,73	13,3	18,2	73,0 „
568	2,42	11,1	14,53	78,0 „

Wellen erfahren bei ihrer Ausbreitung eine stärkere Absorption als die größeren, eine der Praxis ja bekannte Tatsache. Da andererseits die ausgestrahlte Energie bei kleineren Wellen größer ist, läßt sich für jede Entfernung eine günstigste Wellenlänge errechnen, bei welcher mit der geringsten Senderenergie die beste Wirkung im Empfänger erzielt wird. Mit wachsender Entfernung nimmt diese günstigste Wellenlänge größere Werte an. Die Absorption für gedämpfte und ungedämpfte Wellen ist, wie

Tabelle 4.

λ	$\mathfrak{J}_s$	$\mathfrak{J}_\varepsilon$	$\mathfrak{J}_{\varepsilon_0}$	$\mathfrak{J}_\varepsilon/\mathfrak{J}_{\varepsilon_0}$
1800	18,8	$17{,}8 \cdot 10^{-4}$	$48{,}5 \cdot 10^{-4}$	36,7 Proz.
2000	18,0	17,3	41,2	42 „
2500	15,4	14,2	27,8	50,9 „
3000	16,5	13,6	22,1	61,3 „

Tabelle 5.

1800	13,5	$18{,}75 \cdot 10^{-4}$	$50{,}5 \cdot 10^{-4}$	41,3 Proz.
2000	14,1	19,5	46,6	41,9 „
2500	13,3	17,8	34,8	51,2 „
3000	14,5	18,95	31,4	60,5 „
4000	13,2	12,9	18,95	68,2 „

1) M. Reich, Jahrb. f. drahtl. Telegr. 5, 181, 1911.

ein Vergleich der Tabellen 4 und 5 zeigt, die gleiche.

Diese Versuche fanden bei feuchtem Wetter nach langer Regenzeit statt, während in folgender Tabelle 6 die Resultate von Versuchen zwischen Köln und Göttingen angegeben sind, die A nach großer Trockenheit und B nach kurzem Regen auf längere Trockenheit angestellt wurden.

Tabelle 6.

A		B	
λ	$\mathfrak{J}_\varepsilon/\mathfrak{J}_{\varepsilon_0}$	λ	$\mathfrak{J}_\varepsilon/\mathfrak{J}_{\varepsilon_0}$
1175	18,2 Proz.		
1620	27,6 „	1500	30,0 Proz.
1990	34,1 „	2000	35,4 „
2400	38,4 „		

Die absorbierte Energie ist also bei sehr feuchtem Boden am geringsten, bei großer Trockenheit am größten.

Welchen Einfluß die Beschaffenheit des zwischen den Stationen gelegenen Geländes hat, zeigt sich in einem Vergleich dieser Versuche mit denen zwischen Straßburg — Göttingen und Neumünster — Göttingen, deren Resultate in den Tabellen 7 und 8 angegeben sind.

Tabelle 7.

λ	$\mathfrak{J}_\varepsilon$	$\mathfrak{J}_\varepsilon$	$\mathfrak{J}_{\varepsilon_0}$	$\mathfrak{J}_\varepsilon/\mathfrak{J}_{\varepsilon_0}$
1560	21,5	$10{,}2 \cdot 10^{-4}$	$35{,}4 \cdot 10^{-4}$	28,8 Proz.
2000	27	16,2	35,2	46,0 „
2500	24,5	15,05	24,8	60,6 „

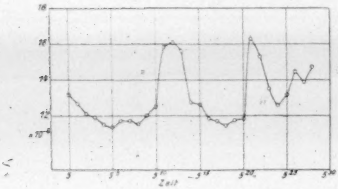
Entsprechend der größeren Entfernung Straßburg—Göttingen (363 km) gegen Köln—Göttingen (216 km) ist die Empfangsstromstärke im Verhältnis zur Sendestromstärke beträchtlich kleiner geworden[1]), der Quotient $J_\varepsilon/J_{\varepsilon_0}$ ist aber, wenigstens für die Wellenlängen 2000 und 2500, hier größer. Der Grund für die geringere Absorption liegt wahrscheinlich darin, daß sich von Straßburg aus in Richtung auf Göttingen auf beinahe den halben Weg der Rhein erstreckt, während zwischen Köln und Göttingen viele kleine Gebirge liegen. Zwischen Neumünster und Göttingen (288 km) (Tabelle 8) ist das Gelände mehr eben als zwischen Göttingen und Köln, die Entfernung ist aber größer, und so ergeben sich für diese beiden Strecken fast die gleichen Werte der Absorption.

Die Versuche der Tabelle 8 erstrecken sich über drei Tage und drei verschiedene Tageszeiten. Das Wetter war an den drei Tagen ungefähr das gleiche; man sieht auch hier, wie die Tagesbeobachtungen (8 Uhr vormittags) der verschiedenen Tage gut miteinander übereinstimmen; um 5 Uhr nachmittags bei beginnender Dunkelheit (Ende November), ist die Übereinstimmung bereits nicht mehr so gut; nachts $12^1/_2$ Uhr sind nicht nur gegen die Tageswerte beträchtliche Abweichungen vorhanden, auch die Schwankungen der Beobachtungen kurz nacheinander sind zum Teil sehr groß. Die durch eine Klammer zusammengefaßten Zahlen beziehen sich auf drei innerhalb acht Minuten aufgenommene Beobachtungen. Bei allen Wellenlängen ist die Absorption bei Nacht — in Übereinstimmung mit den praktischen Erfahrungen — sehr viel geringer als am Tage. Um die zeitlichen Änderungen der Absorption bei Nacht und bei beginnender Dunkelheit näher zu untersuchen, wurden zwischen Neumünster und Göttingen und zwischen Köln und Göttingen Versuche in der Weise ausgeführt, daß während längerer Zeit alle Minuten mit konstanter Energie bei konstanter Wellenlänge gesendet und die Empfangsstromstärke gemessen wurde. Es zeigten sich ganz unregelmäßige Schwankungen, die auf eine Art Flimmern hindeuten. In der Figur sind als Beispiel die mit der Wellenlänge 1340 m kurz nach Sonnenuntergang zwischen Neumünster und Göttingen erhaltenen Beobachtungen eingezeichnet. Ähnliche Kurven ergaben auch Nachtbeobachtungen zwischen Köln und Göttingen. Irgendwelche Gesetzmäßigkeit ist aus ihnen nicht zu entnehmen. Ob die von

Tabelle 8.

Datum	λ	8 Uhr vormittags $\mathfrak{J}_\varepsilon/\mathfrak{J}_{\varepsilon_0}$	5 Uhr nachmittags $\mathfrak{J}_\varepsilon/\mathfrak{J}_{\varepsilon_0}$	$12^1/_2$ Uhr nachts $\mathfrak{J}_\varepsilon/\mathfrak{J}_{\varepsilon_0}$
23. Nov.	900	10,35 Proz.	11,3 Proz.	55,3 Proz.
25. „	900	11,2 „	25,7 „	45,6 „
30. „	900		10,6 „	
23. „	1100	13,0 „	12,4 „	55 42,4 „
25. „	1100	13,0 „	18,3 „	31,4 „ 43,3 „ 37,8 „
30. „	1100		13,5 „	
23. „	1400	23,8 „	26,3 „	49,7 „ 42,8 „ 30,8 „
25. „	1400	25,9 „	25,8 „	37,7 „ 38,6 „ 63,3 „
30. „	1400		28,5 „	
23. „	2000	40,0 „	40,2 „	57,9 „
25. „	2000	42,7 „	45,8 „	81,0 „ 74,8 „ 39,8 „
30. „	2000		40,1 „	

1) Die effektiven Höhen und Dämpfungen sind in beiden Fällen nicht sehr verschieden.



Eccles[1]) gegebene Erklärung für die Intensitätsschwankungen bei Nacht hier zutrifft, dürfte sich erst nach weiteren Beobachtungen entscheiden lassen. Es wäre zunächst nötig, gleichzeitig auf verschiedenen Empfangsstationen, die nach verschiedenen Richtungen vom Sender aus liegen, Messungen vorzunehmen und festzustellen, ob die Kurven der Schwankungen sich decken oder nicht.

Zusammenfassung.

Die beschriebenen Versuche liefern eine experimentelle Bestätigung der Hertzschen Strahlungstheorie. Der Größenordnung nach stimmen die auf Grund dieser Theorie errechneten Werte für die in einem Empfänger auftretende Stromstärke mit den tatsächlich gemessenen überein. Die Differenz findet darin ihre Erklärung, daß 1. Sender und Empfänger nicht auf unendlich gut leitendem Boden stehen, und 2. das Zwischengelände einen Teil der Energie absorbiert. Der Einfluß der Krümmung der Erdoberfläche dürfte bei den vorliegenden Versuchen gegenüber der Absorption durch Geländehindernisse noch wenig in Frage kommen.

Diese Energieabsorption ist für gedämpfte und ungedämpfte Wellen gleich groß, sie nimmt stark zu mit abnehmender Wellenlänge. Gebirgiges Gelände schwächt, wie zu erwarten war, die Wellen mehr als ebener Boden, während breite Flußläufe die Fortleitung begünstigen. Für die Welle 2000 m war z. B. bei den Versuchen Köln—Göttingen (216 km) der Strom auf 43 Proz. geschwächt, für die größere Entfernung Neumünster — Göttingen (288 km) auf etwa 41,3 Proz., während bei den Versuchen Straßburg—Göttingen (363 km) die Stromstärke noch 46 Proz. der errechneten erreichte. Im ersten Fall liegt viel hügeliges Gelände zwischen den Stationen, im zweiten Fall mehr Ebene und im dritten läuft das Rheintal auf eine weite Strecke in Richtung der Stationen.

Die Witterung übt auch ihren Einfluß auf die Absorption aus, nach starkem Regen ist diese geringer als bei Trockenheit. An Tagen, an welchen die Witterung nicht sehr verschieden ist, erhält man meist bis auf wenige Prozent übereinstimmende Werte. Wesentliche Unterschiede bringt jedoch die Nacht. Mit beginnender Dunkelheit werden die im Empfänger gemessenen Werte stark schwankend. In einer klaren Nacht waren innerhalb weniger Minuten Stromschwankungen im Verhältnis 1 : 2 beobachtet worden. Gesetzmäßigkeiten in diesen Schwankungen ließen sich nicht nachweisen.

Unter Benutzung der hier gefundenen Verlustfaktoren läßt sich auf eine Entfernung von einigen 100 km die Reichweite zweier Stationen bzw. die in einer Empfangsantenne zu erwartende Stromstärke für Versuche bei Tage ziemlich genau berechnen, wenn man die Beschaffenheit des dazwischen liegenden Geländes kennt. Als Beispiel dafür sei noch folgender Versuch angeführt: In Göttingen wurde einige Wochen nach den beschriebenen Versuchen an Stelle der großen Schirmantenne ein einfacher Draht schräg nach der Spitze eines Mastes gespannt. Effektive Höhe und Widerstand dieser Antenne ergaben sich bei 2400 m zu 37 m bzw. 29,4 Ohm. Unter Benutzung des früher gefundenen Absorptionsfaktors wurde z. B. für einen Sendestrom von 15 Amp. (auf der Kölner Station) die Empfangsstromstärke zu $4{,}2 \cdot 10^{-4}$ Amp. berechnet. Tatsächlich wurde gemessen $4{,}35 \cdot 10^{-4}$ Amp.

Bei den Versuchen wurde ich in dankenswerter Weise von Herrn O. Oldenberg unterstützt.

(Eingegangen 1. August 1913.)

1) W. H. Eccles, diese Zeitschr. 13, 1166, 1912.

Okkludierte Gase in Geißlerröhren.
(Occluded Gases in Geißler Tubes.)

Von Robert W. Lawson.

In einer Mitteilung an die Chemical Society[1]) haben die Herren Sir William Ramsay, Collie und Patterson Versuche beschrieben, die ihrer Ansicht nach der Theorie von der Transmutation der Elemente eine starke Stütze verleihen. Insbesondere sind sie der Meinung, daß man durch den Durchgang elektrischer Entladungen durch Wasserstoff unter niedrigem Druck Helium erzeugen könne, und daß sich Neon aus Helium und Sauerstoff synthetisch darstellen lasse. Diese scheinbare Erzeugung von Gasen in Entladungsröhren ist vor einigen Jahren von v. Hirsch[2]) erwähnt

1) Siehe Sir Wm. Ramsay, Elements and Electrons, London 1912, S. 162; Nature, 13. Febr. 1913, S. 653; Chem. News, 14. Febr. 1913, S. 78.

2) v. Hirsch, diese Zeitschr. 8, 461, 1907.

worden. v. Hirsch vermutete, daß er auf diese Weise, unabhängig von der Natur des anfänglich in der Röhre vorhandenen Gases, Helium erhalten hätte. Eine spätere Untersuchung hat indessen gezeigt, daß das Gas, das er erhalten hatte, kein Helium war. Soddy[1]) hat unter ähnlichen Bedingungen Helium und Neon erhalten; er schreibt aber deren Auftreten dem Umstande zu, daß die Elektroden seiner Entladungsröhren wahrscheinlich zuvor für Entladungen in Helium und Neon benutzt worden waren, und daß die Spuren dieser Gase, die er erhalten hat, in dem Metall okkludiert gewesen waren. Sir J. J. Thomson[2]) ist der Ansicht, daß sich die Ergebnisse von Ramsay, Collie und Patterson auf eine andere Weise erklären lassen, als die genannten Herren vermuten. Thomson beschreibt Versuche, bei denen Helium, Neon und ein neues Gas X_3, durch einen Bogen in Wasserstoff oder Sauerstoff zwischen Eisenelektroden, durch Verwendung der Wehneltkathode in Entladungsröhren, sowie durch das Kathodenstrahlenbombardement von Metallen und anderen Körpern erhalten wurden. Er benutzte das Verfahren der positiven Strahlen zum Nachweis der Gase. Die auf diese Weise gefundenen Gase verdankten ihren Ursprung ohne Zweifel einer Okklusion in dem in Frage kommenden Material. In der vorliegenden Mitteilung sollen Versuche beschrieben werden, die der Annahme einer Okklusion eine weitere Stütze verleihen.

Aus einer Lieferung Geißlerröhren wurden vier Stück von demselben Material, derselben Größe und derselben Gestalt benutzt. Zwei von diesen waren mit Aluminiumelektroden ausgerüstet, die beiden übrigen mit Elektroden aus Platin. Die Aluminiumelektroden waren einander genau ähnlich und waren aus Aluminiumdraht von 2 mm Durchmesser und je 1 cm Länge hergestellt. Die Platinelektroden wurden aus einem Stück Platinfolie geschnitten und zu Hohlzylindern von denselben Abmessungen wie die Aluminiumelektroden gebogen; sie wurden dann an Platindrahtstücke angeschweißt und mit Hilfe von blauem Schmelzglas in die gläsernen Entladungsröhren eingeschmolzen. Eine Röhre von jeder Art war mehrere Monate hindurch häufig in Gebrauch gewesen, und ich durfte daher erwarten, daß sie alle okkludierten Gase abgegeben hatte. Ich werde diese Röhren zum Zwecke späterer Bezeichnung die „Röhren *A*" nennen, während ich die beiden übrigen, noch ungebrauchten Röhren als „Röhren *B*" bezeichnen werde. Mittels eines Hahnes konnten die Geißlerröhren von dem übrigen Teil der Glasapparatur abgesperrt werden; diese bestand aus einer Trockenröhre mit Phosphorpentoxyd und einer Toeplerpumpe. Die Röhren *B* waren sorgfältig fortgepackt worden, um eine Verunreinigung vor dem Gebrauch zu vermeiden. Nachdem die alten Röhren (*A*) untersucht worden waren, wurden die neuen Röhren (*B*) aus ihrer Verpackung herausgenommen und an Stelle der früheren Röhren (*A*) an den Apparat angeschmolzen. Hier schien eine Gelegenheit vorhanden zu sein, zu untersuchen, ob in Geißlerröhren, die der Entladung eines Induktors ausgesetzt werden, irgendwelche Gaserzeugung auftritt. Die Röhren wurden in allen Fällen so weit ausgepumpt, wie es bei der Anwesenheit von Quecksilber in der Pumpe möglich war, und die Stromstärken konnten so eingestellt werden, daß sie bei Elektroden aus demselben Metall gleich waren. Auf diese Weise war die Gewähr dafür gegeben, daß alle etwaigen Erwärmungseffekte und alle Möglichkeiten für eine Gaserzeugung oder für eine Diffusion von außen her genau ähnliche waren, so daß aus den Spektren, die mit den alten und mit den neuen Röhren erhalten wurden, bündige Schlüsse gezogen werden konnten.

Die Quelle des Entladungsstroms war ein mit 10 Volt betriebener Induktor (Funkenlänge 15 cm). Durch Verstellen des Wagnerschen Hammers konnte ich die Stromstärke in der Sekundären verändern. Bei gewöhnlichen Entladungen war die benutzte Stromstärke zwischen etwa 0,2 und 2 Milliampere veränderlich. Wenn die Kondensatorentladungen und die Funkenstrecke hintereinander geschaltet waren, bewegten sich die benutzten Stromstärken nach Messungen an einem Differential-Luftthermometer, durch dessen eine Kugel ein dünner stromführender Draht hindurchging, zwischen 0,1 und 0,4 Ampere. Bei Vergleichsversuchen verwandte ich eine bestimmte Stromstärke und hielt diese konstant.

Ehe ich zu einer Betrachtung der Ergebnisse dieser Versuche übergehe, muß ich das Verfahren zum Nachweis des Vorhandenseins verschiedener Gase in der Entladungsröhre erwähnen. Die Gase wurden in allen Fällen durch Vergleichung ihrer Spektren mit jenem des reinen Gases identifiziert, dessen Vorhandensein ich vermutete. Dies ließ sich in durchaus befriedigender Weise durch Übereinanderlagerung und Untersuchung von Platten bewerkstelligen, die mit einem Hilgerschen Spektrographen mit feststehendem Arm bei konstanter Einstellung erhalten worden waren. Die größten Schwierigkeiten fanden sich beim sekundären Wasserstoffspektrum, von dem viele

1) Soddy and Mackenzie, Proc. Roy. Soc. (A) **80**, 92, 1907.

2) Sir J. J. Thomson, Nature, 13. Febr. 1913.

Linien fast mit denen der vermuteten Gase zusammenfallen. Es bedurfte großer Sorgfalt, um die Linien auseinander zu halten, aber in zweifelhaften Fällen entschied hierüber immer die Vergleichung der Intensitätsverhältnisse der Linien mit jenen der Linien des reinen Wasserstoffs. Zum Glück für diese Vergleichungen war eine direkte Übereinanderlagerung der Platten infolge des Vorkommens von Wasserstoff in jedem Falle und infolge des Umstandes möglich, daß die Wasserstofflinien α, β und γ auf sämtlichen Vergleichsplatten zu sehen waren.

Ergebnisse mit den Röhren *A*.

Bei diesen alten Elektroden wurden Spuren von Stickstoff beobachtet. Diese traten bei den Platinelektroden deutlicher hervor. Die Anwesenheit von Stickstoff ließ sich ohne Zweifel aus dem Umstande erklären, daß die Röhren zuvor mit Stickstoff gefüllt gewesen waren, von dem ein Teil okkludiert worden war. Da die Elektroden bei den angewandten niedrigen Drucken sehr heiß wurden, so wird das Aluminium streben, sich unter Bildung von Aluminiumnitrid mit dem entbundenen Stickstoff zu verbinden. Hieraus wird sich das schwächere Auftreten von Stickstoff bei Aluminiumelektroden erklären, und diese Vorstellung empfing eine weitere Stütze, als ich die Röhre nochmals auspumpte und dann eine Kondensatorentladung mit in Reihe geschalteter Funkenstrecke hindurchschickte. Hierbei erfolgt die Erwärmung zum größeren Teil in der Kapillaren, und die Elektroden bleiben mäßig kühl. Dabei war dann das Linienspektrum des Stickstoffs sehr stark ausgeprägt.

Bei Platinelektroden beobachtete ich keine Spur von Wasserstoff, dagegen wurde bei Aluminiumelektroden Wasserstoff noch in kleinen Mengen entwickelt. Die dauernde Wasserstoffentwicklung aus Aluminiumelektroden ist auch von anderen Beobachtern bemerkt worden[1]) und liefert ohne Zweifel eine Erklärung dafür, daß es bei diesen Versuchen leichter war, eine Entladung durch Röhren mit Aluminiumelektroden hindurch zu schicken als durch solche mit Platinelektroden.

Bei diesen lange in Gebrauch gewesenen Röhren fand ich keine Spuren von Helium, Neon oder Argon.

Ergebnisse mit den Röhren *B*.

Die aus den Elektroden der ungebrauchten Röhren entwickelten Gase wurden periodisch untersucht, und ich teile im folgenden die Ergebnisse für die verschiedenen Gase mit.

Wasserstoff wurde in mäßigen Mengen sowohl aus den Platinelektroden als auch aus den Aluminiumelektroden entwickelt, und der spektrographische Befund wies auf den vorerwähnten Schluß hin, daß Platin eher verarmt als Aluminium. Möglicherweise erklärt das Zerstäuben von Platinelektroden in gewöhnlichen Gasen diesen Effekt zum Teil. Aus einer der Aluminiumelektroden erhielt ich nach nur zwei Minuten andauernder Einwirkung der Entladung mit dieser Elektrode als Kathode nicht weniger als 100 mm^3 okkludierten Gases (hauptsächlich aus Wasserstoff bestehend) unter normalem Druck. Die weitere Gasemission erfolgte sehr viel langsamer.

Sauerstoff wurde aus den Aluminiumelektroden nicht erhalten, zeigte sich aber bei den Platinelektroden in sehr starkem Maße, und zwar besonders nach vorheriger Wasserstoffentwickelung. Auf einem Photogramm, das aufgenommen wurde, nachdem die Röhre etwa 12 Stunden lang der Entladung ausgesetzt gewesen und dann ausgepumpt worden war, war das mit einer Kondensator-Funkenstrecken-Entladung erhaltene Spektrum fast ausschließlich das elementare Linienspektrum des Sauerstoffs, das ganz intensiv zutage trat. Höchstwahrscheinlich wurde bei Platinelektroden von Beginn der Entladung an Sauerstoff entwickelt, doch wird infolge der Gegenwart von Wasserstoff in mäßiger Menge das Sauerstoffspektrum maskiert werden. Daß es schwierig ist, von unreinem Sauerstoff die Sauerstoffspektren zu erhalten, ist eine allgemeine Erfahrung, die jeder macht, der auf spektroskopischem Gebiete arbeitet. Falls wirklich Sauerstoff aus den Aluminiumelektroden entwickelt worden sein sollte, obgleich er nicht nachgewiesen wurde, so lassen sich für sein Nichterscheinen zwei einleuchtende Gründe anführen. Entweder wurde nämlich bei einer Entladung, bei welcher die Elektroden erhitzt wurden, das Aluminium oxydiert, oder aber die entwickelte Wasserstoffmenge war immer ausreichend, um in spektroskopischer Hinsicht die Anwesenheit von Sauerstoff zu maskieren.

Helium konnte aus den Aluminiumelektroden nicht mit Sicherheit nachgewiesen werden; es fand sich jedoch bei den Platinelektroden, von denen es noch nach mehrstündiger Wirkung der Entladung in schwachem Maße entwickelt wurde. Gerade wie Helium, wurde auch Neon aus Aluminium nicht erhalten, während es sich beim Platin unverkennbar zeigte. Im Gegensatz zum Helium wurde es aber anscheinend rascher ausgestoßen. Auf keinem

1) Baly, Spectroscopy, London 1912, S. 428—430.

der Photogramme fand sich eine Spur von Argon.

Kohlenoxyd zeigte sich bei Aluminiumelektroden anfangs stark und konnte noch nach vielstündiger Wirkung der Entladung wahrgenommen werden. Bei Platinelektroden erhielt ich indessen kein Kohlenoxyd.

Ich machte eine interessante Beobachtung in betreff der Kohlenwasserstoffbande $\lambda = 4315$ Å.-E., die in Form stets jener ähnlich war, wie sie die Sauerstoff-Leuchtgas-Flamme liefert, aber verschieden von jener, wie sie Azetylen beim Nachglühen in Stickstoff zeigt. Sie zeigte sich gleich gut bei Platin- und bei Aluminiumelektroden, aber nur, wenn die Erhitzung in der Kapillaren der Entladungsröhre erfolgte. Bei der gewöhnlichen Induktorentladung, wo die Erhitzung hauptsächlich an den Elektroden auftritt, wurde die Bande nicht beobachtet. Bei Benutzung von Kondensatorentladungen mit in Reihe geschalteter Funkenstrecke wurde sie immer beobachtet. Bei den schwächeren Kondensatorentladungen zeigte sich die Bande gleich gut in der Kapillaren und in der Erweiterung nahe der Kapillaren. Bei starken Entladungen dagegen zeigte sich die Bande in der Kapillaren viel weniger stark als im benachbarten Teile der Erweiterung. Es scheint somit, daß diese Bande von Kohlenwasserstoffen herrührte, die sich in der Kapillaren, und nicht auf den Elektroden, kondensiert haben, so daß die stärkeren Ströme eine vollkommenere Verflüchtigung dieser Kohlenwasserstoffe bewirken und zu ihrer relativen Verschiebung von der Kapillaren zur Erweiterung hin führen. Diese Ansicht erhielt eine Stütze durch die Tatsache, daß bei den alten Röhren die Bande in keinem Falle beobachtet wurde.

Schlußfolgerung.

Abgesehen von den oben erwähnten Kohlenwasserstoffen, waren die beobachteten Gase zweifellos in den Elektroden oder in den Glaskugeln der Entladungsröhren okkludiert. Daß Helium durch den Durchgang einer Entladung durch Wasserstoff unter niedrigem Druck erzeugt wird, ist nach den vorstehenden Versuchen, bei denen Wasserstoff stets in kleinen Mengen vorhanden war, unwahrscheinlich. Ebenso unwahrscheinlich erscheint die Synthese von Neon aus Helium und Sauerstoff, denn Helium war zu sehen, nachdem alles Neon ausgetrieben worden war, und Sauerstoff wurde erst beobachtet, nachdem die Röhre mehrere Stunden lang der Entladung ausgesetzt gewesen war. Überdies schließt das verhältnismäßig reichliche Auftreten des beobachteten Sauerstoffs jede Vermutung aus, daß dieses Gas seine Entstehung dem Zerfall von Neon in Helium und Sauerstoff verdanken sollte.

Armstrong College, Newcastle-on-Tyne.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 3. August 1913.)

Zur Frage der Interferenz von Röntgenstrahlen [1].

Von L. S. Ornstein.

In den Sitzungsberichten der Kgl. Bayrischen Akademie der Wissenschaften hat M. Laue eine Theorie, und zusammen mit Friedrich und Knipping auch Experimente über diese höchst merkwürdige Erscheinung veröffentlicht. W. L. Bragg hat die Richtigkeit der von Laue gegebenen Diskussion dieser Experimente angezweifelt [2]) und eine elementare Theorie entwickelt, in welcher er zeigt, daß man das Lauesche Phänomen beschreiben kann, indem man das Ganze so auffaßt, als ob die Röntgenstrahlen an den verschiedenen durch die Kristallmoleküle bestimmten Ebenen reflektiert werden. Ich werde im folgenden die von Bragg aufgestellte Theorie näher entwickeln und zugleich eine vorläufige Diskussion einiger im Physikalischen Laboratorium der Universität Groningen gemachten Aufnahmen geben.

1. Nehmen wir an, daß ein flaches Röntgenstrahlenbündel (Strahlungsrichtung parallel der x-Achse) auf einen regulären Kristall fällt, dessen eine Kante parallel der x-Achse gerichtet ist. Der Anfangspunkt der Koordinaten wird in einem innerhalb des Kristalls in der Mitte des durchstrahlten Teils liegenden Moleküle gewählt, die y- und z-Achse werden parallel zu den anderen Kanten orientiert. Es sei die Länge der Gitterkanten a. Die Koordinaten eines Kristallmoleküls sind dann

$$x = k_1 a, \quad y = k_2 a, \quad z = k_3 a, \qquad (1)$$

wo k_1, k_2, k_3 positive und negative ganze Zahlen sind.

Wir werden die Wirkung der Strahlen untersuchen in einem Punkte mit Koordinaten ξ, η, ζ, mit Abstand r von dem Anfangspunkt.

Wie nun die Struktur der primären Röntgenstrahlung auch sein mag, wir können uns immerhin die Gleichgewichtsstörung infolge des Fourierschen Theorems in periodische Bewegungen

1) Vgl. L. S. Ornstein, The diffraction of electromagnetic waves, Amst. Proc. 1913, S. 1271.

2) Proc. Cambridge Phil. Soc., Vol. XVII, Part I, The diffraction of short electromagnetic waves by a crystal.

zerlegt denken. In gleicher Weise ist die Bewegung und die Strahlung der Moleküle zu beschreiben. Wenn wir also den bei einfach periodischer Strahlung von den Molekülen ausgehenden Effekt kennen, dann können wir aus diesem für jeden Einzelfall den Prozeß der Wirkung der Röntgenstrahlung auf den Kristall beschreiben. Ich werde also das Problem betrachten, daß eine Strahlung mit Wellenlänge λ auf den Kristall fällt. Unter dem Einfluß dieser Strahlung werden die Moleküle (oder vielmehr die in den Molekülen enthaltenen Elektronen) Kugelwellen aussenden; ich werde den Strahlungsvektor in der vom Molekül im Anfangspunkte ausgesandten Strahlung durch

$$\frac{A}{r}\cos 2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{r}{\lambda}\right) \qquad (2)$$

darstellen; diese Formel stellt dann den Strahlungsvektor im Punkte $\xi\eta\zeta$ vor, wobei A noch von der Richtung abhängig ist. Die von einem Punkte mit Koordinaten (1) im Punkte $\xi\eta\zeta$ ausgesandte Strahlung kann jetzt durch

$$\frac{A}{\varrho}\cos 2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{\varrho}{\lambda}-\frac{k_1 a}{\lambda}\right)$$

dargestellt werden, wo ϱ den Abstand von $\xi\eta\zeta$ bis zu (1) darstellt. Dieser Abstand ist gegeben durch

$$\varrho = r-\frac{a}{r}(\xi k_1+\eta k_2+\zeta k_3)-\frac{1}{2}\frac{a^2}{r}\left[\left(\frac{\xi k_1}{r}+\right.\right.$$
$$\left.\left.+\frac{\eta k_2}{r}+\frac{\zeta k_3}{r}\right)^2+(k_1^2+k_2^2+k_3^2)\right]+\cdots.$$

Wenn wir in der Amplitude ϱ durch r ersetzen (was deshalb erlaubt ist, weil $k_1 a$ klein ist gegen r usw.), so erhalten wir für den betrachteten Lichtvektor

$$\left.\frac{A}{r}\cos 2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{r}{\lambda}-\frac{a}{\lambda}\left\{\left(1-\frac{\xi}{r}\right)k_1-\right.\right.\right.$$
$$\left.\left.\left.-\frac{\eta}{r}k_2-\frac{\zeta}{r}k_3\right\}\cdots\right)\cdot\right| \qquad (3)$$

Um nun den totalen Strahlungsvektor zu finden, braucht man nur den Ausdruck (3) über alle von der primären Strahlung getroffenen (oder vielmehr in Schwingung versetzten) Moleküle zu summieren. Indem man in dieser Weise vorgeht, kann man die von Laue gegebene Formel wiederfinden und damit seine Kegel mit maximaler Intensität.

Man kann jedoch zeigen, daß es außer den Laueschen Kegeln noch andere Maxima gibt. Ich werde annehmen, daß r so groß ist, daß man auf das vierte Glied verzichten kann. Man kann sich auch von dieser Beschränkung befreien, ich werde jedoch die dabei auftretenden Berechnungen hier nicht wiedergeben.

Die in der Laueschen Theorie nicht ans Licht tretenden Maxima kann man herausbringen, indem man zuerst die Interferenz der Punkte, für welche

$$k_1\left(1-\frac{\xi}{r}\right)-\frac{\eta}{r}k_2-\frac{\zeta}{r}k_3=0$$

ist, berücksichtigt. Weiter werde ich ξ/r durch α ersetzen, η/r durch β, ζ/r durch γ, dann ist $\alpha^2+\beta^2+\gamma^2=1$, also in dieser Benennung haben wir die Interferenz der Punkte, für welche die Zahlen k der Gleichung

$$k_1(1-\alpha)-\beta k_2-\gamma k_3=0$$

genügen, zu berücksichtigen.

Diese Gleichung wird nun zahlreiche Punkte darstellen müssen, wenn die Interferenz überhaupt zu nennenswerter Verstärkung führen soll; und dies ist der Fall, wenn die Ebene

$$x(1-\alpha)-y\beta-z\gamma=0$$

von den Kristallpunkten bestimmt ist. Im allgemeinen kann nun eine von den Kristallpunkten bestimmte Ebene durch

$$\boldsymbol{a}x+\boldsymbol{b}y+\boldsymbol{c}z=0 \qquad (4)$$

dargestellt werden, wo $\boldsymbol{a}\,\boldsymbol{b}\,\boldsymbol{c}$ ganze Zahlen sind, welche wir uns stets auf ihre kleinstmöglichen Werte reduziert denken. Die Werte von $\alpha\beta\gamma$, wo sich also maximale Intensität befindet infolge der Interferenz der Punkte einer Ebene, kann man finden, indem man

$$\frac{1-\alpha}{\boldsymbol{a}}=-\frac{\beta}{\boldsymbol{b}}=-\frac{\gamma}{\boldsymbol{c}}$$

setzt, während weiter $\alpha^2+\beta^2+\gamma^2=1$ sein muß. Man findet so $\beta=0$, $\gamma=0$, $\alpha=1$ (dies ist die Strahlung in primärer Richtung, ein Interferenzpunkt, welcher nicht wahrnehmbar ist) und

$$\left.\begin{aligned}\alpha&=\frac{\boldsymbol{b}^2+\boldsymbol{c}^2-\boldsymbol{a}^2}{\boldsymbol{a}^2+\boldsymbol{b}^2+\boldsymbol{c}^2},\\ \beta&=\frac{-2\boldsymbol{a}\boldsymbol{b}}{\boldsymbol{a}^2+\boldsymbol{b}^2+\boldsymbol{c}^2},\\ \gamma&=\frac{-2\boldsymbol{a}\boldsymbol{c}}{\boldsymbol{a}^2+\boldsymbol{b}^2+\boldsymbol{c}^2}.\end{aligned}\right| \qquad (5)$$

Es ist nun leicht zu zeigen, daß die gefundene Richtung der Richtung entspricht, in welcher das Röntgenbündel reflektiert würde, wenn die gewählte, mit Molekülen besetzte Ebene ein Spiegel wäre. Denn der Winkel der Normale von (4) bildet mit der x-Achse einen Winkel, dessen Kosinus $\frac{\boldsymbol{a}}{\sqrt{\boldsymbol{a}^2+\boldsymbol{b}^2+\boldsymbol{c}^2}}$ ist, der Normalebene genügt die Gleichung: $\boldsymbol{c}y-\boldsymbol{b}z=0$. Der reflektierte Strahl hat die Richtungskoeffizienten $\alpha'\beta'\gamma'$. Es gilt also

$$\left.\begin{aligned}(\alpha'+1)\,\boldsymbol{a}+\beta'\,\boldsymbol{b}+\gamma'\,\boldsymbol{c}&=0,\\ \beta'\,\boldsymbol{c}-\gamma'\,\boldsymbol{b}&=0,\\ \alpha'^2+\beta'^2+\gamma'^2&=1.\end{aligned}\right\}\qquad(6)$$

Die Werte (5) genügen (6).

Es ist also in dieser Weise gezeigt worden, daß tatsächlich das Maximum in der Reflektionsrichtung liegt. Es läßt sich dies auch ohne Rechnung verstehen; ich habe obige Rechnung hauptsächlich dazu ausgeführt, um den Zusammenhang zwischen der Laueschen Betrachtung und der meinigen zu zeigen.

Es seien P der Ausgangspunkt der Strahlen und L der Beobachtungspunkt, beide in einer Entfernung von den Molekülen einer Ebene liegend, welche unendlich ist gegen die Dimensionen der Ebene, von welcher A und B willkürliche Moleküle sind. Es ist dann der Weg $PAL=PBL$, folglich gibt es in L eine Interferenz des von den Molekülen ausgesandten Lichtes, wenn die Winkel von PA und AL mit der Normale der Ebene gleich sind: es gibt also Interferenz in L, wenn der Punkt in der Richtung des an der Ebene reflektierten Strahls liegt. Übrigens ist die Gleichgewichtsstörung, wenn n die Zahl der Teilchen in der Ebene darstellt, das $n$fache der von einem Teilchen hervorgebrachten Gleichgewichtsstörung, und die Intensität also das n^2fache.

Die Intensität des Maximums ist von der Ordnung der Anzahl der Punkte in einer Ebene, also von der Ordnung der Laueschen Zweikegelmaxima. Wie es sich nun vermuten läßt, werden in derselben Richtung interferieren alle zu der beobachteten parallelen Ebenen im Kristall.

Die Gleichung derartiger Ebenen ist

$$\boldsymbol{a}x+\boldsymbol{b}y+\boldsymbol{c}z=\pm s\boldsymbol{a},$$

wo s eine ganze Zahl sein muß, da xyz ganze Multiplen der Gitterkante $\boldsymbol{a}$ sind, während die Koeffizienten $\boldsymbol{a}$, $\boldsymbol{b}$ und $\boldsymbol{c}$ ganzzahlig sind.

In der Bezeichnung $\alpha\beta\gamma$ wird die Gleichung

$$x(1-\alpha)-y\beta-z\gamma=d.$$

Es ergibt sich also

$$\frac{\boldsymbol{a}}{1-\alpha}=-\frac{\boldsymbol{b}}{\beta}=-\frac{\boldsymbol{c}}{\gamma}=\frac{s\boldsymbol{a}}{d}=\lambda,\qquad(7)$$

welches für $\alpha\beta\gamma$ selbstverständlich die gleichen Werte ergibt als im obigen, während wir haben

$$d=\frac{2\boldsymbol{a}}{\boldsymbol{a}^2+\boldsymbol{b}^2+\boldsymbol{c}^2}s\boldsymbol{a}$$

oder

$$\boldsymbol{a}\,(k_1(1-\alpha)-k_2\beta-k_3\gamma)=\frac{2s\boldsymbol{a}\boldsymbol{a}}{\boldsymbol{a}^2+\boldsymbol{b}^2+\boldsymbol{c}^2}.$$

Es läßt sich in diese Formel leicht der kleinste Abstand der Ebenen einführen. Derselbe beträgt $\frac{\boldsymbol{a}}{\sqrt{\boldsymbol{a}^2+\boldsymbol{b}^2+\boldsymbol{c}^2}}$. Denn wenn $\boldsymbol{a}x+\boldsymbol{b}y+\boldsymbol{c}z=d$ eine Ebene ist, geht man zu einer parallelen Ebene über, indem man setzt

$$\boldsymbol{a}x+\boldsymbol{b}y+\boldsymbol{c}z=d+(\alpha_1\boldsymbol{a}+\beta_1\boldsymbol{b}+\gamma_1\boldsymbol{c})\,\boldsymbol{a},$$

wo $\alpha_1\beta_1\gamma_1$ ganze Zahlen sind. Der Abstand der beiden beobachteten Ebenen ist

$$\frac{\boldsymbol{a}}{\sqrt{\boldsymbol{a}^2+\boldsymbol{b}^2+\boldsymbol{c}^2}}(\alpha_1\boldsymbol{a}+\beta_1\boldsymbol{b}+\gamma_1\boldsymbol{c}).$$

Dies muß, wenn $\boldsymbol{a}\,\boldsymbol{b}\,\boldsymbol{c}$ gegeben sind, ein Minimum sein. Dieses Minimum wird erreicht, wenn $\alpha_1\beta_1\gamma_1$ derart sind, daß

$$\alpha_1\boldsymbol{a}+\beta_1\boldsymbol{b}+\gamma_1\boldsymbol{c}=1;$$

wenn $\boldsymbol{a}\,\boldsymbol{b}\,\boldsymbol{c}$ gegeben sind, könnte dieser Gleichung immer in ∞^2-Weisen genügt werden. Den Minimalabstand werde ich mit l_m bezeichnen. Es sei nebenbei bemerkt, daß oben Gesagtes ein bequemes Mittel ergibt zur Vergleichung der Zahlen der in einer Ebene liegenden Moleküle. Je nachdem der Abstand der Ebenen von gegebener Art größer ist, ist die Zahl der in jeder Ebene befindlichen Moleküle größer. Wenn die Zahl der Moleküle pro Volumeinheit ν ist, dann enthält eine Ebene mit Parametern $a\,b\,c$ $\frac{\nu}{\sqrt{a^2+b^2+c^2}}$ Moleküle pro Flächeneinheit.

Die Ebene der gegebenen Art, welche durch den Parameter s angedeutet wird, enthält $N_s n_s$ Moleküle. Der von dieser Ebene beigesteuerte Beitrag zum Strahlungsvektor beläuft sich also auf $\frac{N_s A}{r}\cos 2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{r}{\lambda}-\frac{2}{\lambda}\frac{2sal_m}{\sqrt{\boldsymbol{a}^2+^2\boldsymbol{b}+\boldsymbol{c}^2}}\right)$.

Wenn wir dieses nach s über alle vorkommenden Werte summieren, so erhalten wir den totalen von der Emission der Moleküle verursachten Strahlungsvektor. Im allgemeinen jedoch sind die jetzt betrachteten, von parallelen Ebenen verursachten Beiträge inkohärent, es sei denn, was sich ausnahmsweise ergeben kann, daß λ und $\frac{al_m}{\sqrt{\boldsymbol{a}^2+\boldsymbol{b}^2+\boldsymbol{c}^2}}$ sich wie rationale Zahlen verhalten. Wenn die Strahlung aus mehreren Wellenlängen besteht, so wird dies gewiß Inkohärenz verursachen.

Die Intensität der beobachteten Maxima läßt sich nun leicht berechnen, wenn wir einen Augenblick die Annahme machen, daß in allen betrachteten Ebenen eine gleiche Anzahl Punkte in Schwingung gerät. Sie ist dann, wenn n die Zahl der betrachteten Ebenen ist,

$$nN^2$$

wo nN^2 also substituiert ist für

$$\Sigma N_s^2.$$

Wenn man nun die Tatsache berücksichtigt, daß mit $nN=\mathfrak{N}$ die totale Zahl der getroffenen

Moleküle bezeichnet ist, dann läßt sich hieraus ersehen, daß die Intensität der Maxima proportional ist zu

$$\mathfrak{N} N, \tag{8}$$

so daß die Flecken desto intensiver sind, je nachdem sie hervorgebracht werden von Ebenen mit größerer Zahl Moleküle pro Flächeneinheit[1]).

Die Lage aller Punkte der Photogramme ist durch die Auffassung, daß die Röntgenstrahlen an Flächen im Kristall reflektiert werden, zu erklären. Dabei ergibt sich auch die schon von Bragg hervorgehobene Lage auf Kegelschnitten durch den zentralen Fleck. Laue und Ewald[2]) haben gezeigt, daß unter den Laueschen Maxima bei bestimmten Voraussetzungen [siehe meine Formel (14a)] auch derartige durch Spiegelung zu erklärende Maxima vorkommen. Sie haben auch angedeutet, daß, wenn mehrere Wellenlängen auftreten, diese Maxima besonders in den Vordergrund rücken. Es muß aber bemerkt werden, daß nach meiner Auffassung die Intensität der Maxima kleiner ist als nach der Laueschen, und zwar von der Ordnung: Zahl der wirkenden Schichten $(n) \times$ Intensität der Zweikegelmaxima, während die Intensität der Laueschen Dreikegelmaxima das $n$fache hiervon ist[3]). Die Intensität der Flecke kann also wohl durch unsere, nicht durch die ursprüngliche Lauesche Auffassung genügend erklärt werden. Daher sind seine Wellenlängenbestimmungen und die daran geknüpfte Deutung der Röntgenogramme durch die Braggsche Erklärung zu ersetzen, wobei keine Wellenlänge zu berechnen ist.

Es möge hier eine Bemerkung Raum finden über den Zusammenhang der Ergebnisse Laues und der hier gegebenen. Die Formeln (8) (Sitzber. S. 308) und (13a) stehen in engem Zusammenhang mit meiner Formel (5). Die x- und die α-Achse haben ihre Rolle getauscht, a, b und c sind ganze Zahlen, ebenso wie die Größen h bei Laue. Die Tatsache, daß mit Hilfe der Laueschen Formel (13a) die Punkte der Photogramme sich erklären lassen, braucht also nicht die Auffassung Laues zu bestätigen. Die Formel (13) jedoch, von welcher in meinen Betrachtungen kein Analogon vorzukommen braucht, weil ich ja mit nullten Beugungsbildern arbeite, drängen die vom gewählten Kristall abhängige Größe a und die von der Art der Antikathode abhängige λ in den Vordergrund. Nun ist es eine Tatsache, daß, abgesehen von einigen unten zu nennenden Fragen, die Zahlen $\boldsymbol{a\,b\,c}$ für alle kubischen Kristalle die gleichen ganzen Werte haben können. Weder a noch λ üben einigen Einfluß auf die Erscheinung aus, und auch deshalb wäre der von mir an dieser Stelle näher entwickelten Braggschen Auffassung der Vorzug zu geben bei der Deutung der Röntgenogramme. Die Größe $\frac{a h_3}{h_1^2 + h_2^2 + h_3^2} a$ ist gleich $a l_m \cos(nx)$, wie es aus den entwickelten Formeln hervorgeht; (nx) ist der Winkel zwischen der x-Achse und der Normalen auf die Fläche $h_1 x + h_2 y + h_3 z = 0$. Das λ Laues ist also $2 l_m \cos nx$. Nun ist die Formel für die Zusammenwirkung der Strahlung der Flächen einer Reihe

$$\frac{N_s}{r} \Sigma_s \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{r}{\lambda} - 2 l_m \frac{\cos n(x)_s}{\lambda} \right). \tag{9}$$

Wenn nun $2 l_m \cos(nx) = \lambda$, so gibt es Kohärenz zwischen diesen Beiträgen. Die von Laue gefundenen Wellenlängen sind also die solchermaßen beschaffenen Wellenlängen, daß die Beiträge der verschiedenen Flächeneinheiten kohärent sind. Ist in der Strahlung diese Wellenlänge vertreten, so wird der korrespondierende Fleck abnormal schwarz aussehen; es gibt in den Photogrammen wirklich derartige Fälle. Man könnte auch sagen: es sind die Wellenlängen, in die der als harmonischer Analysator wirkende Kristall die auffallende Strahlung zerlegt.

Wir können die Reflexion an einer Reihe von Flächen noch näher betrachten. Ich werde dabei die Voraussetzung, daß die einfallenden Pulse parallel sind, fallen lassen. Die erste Fläche wird als xy-Fläche gewählt, während der Ursprung in einem Moleküle des bestrahlten Gebiets gesetzt wird. Es sei $p(x_0 y_0 z_0)$ der Punkt, von dem die Strahlung ausgeht, q sei der Aufpunkt. Die α-Achse wird nach unten gerichtet. Ich werde den Fall betrachten, daß die Moleküle in der xy-Fläche in einem Gitter mit Seiten a und b parallel zur x- und y-Achse liegen. Es sei der Abstand der Flächen in der z-Richtung c. Wir werden auch zur Vereinfachung annehmen, daß jedes Molekül nur ein Elektron enthält. Es läßt sich dann der Abstand eines Moleküls $(k_1 a, k_2 b, k_3 c)$ ϱ von der Strahlungsquelle und der Abstand ϱ_1 vom Aufpunkte darstellen durch

$$\left.\begin{aligned} \varrho &= r_0 - \left(k_1 a \frac{x_0}{r_0} + k_2 b \frac{y_0}{r_0} \right) + \cdots \\ \varrho_1 &= r_1 - \left(k_1 a \frac{x_1}{r_1} + k_2 b \frac{y_1}{r_1} \right) + \cdots \end{aligned}\right\} \tag{10}$$

1) Es möge hier bemerkt werden, daß man so ein Mittel hat, um bei Materie von bekannter Dichte die Zahlen N zu vergleichen für unter gleichen Umständen von gleicher Strahlung getroffene Ebenen.

2) Diese Zeitschr. 14, 421 u. 465, 1913.

3) Die Intensität der wirkenden Strahlung kann größer sein, weil mit $\int A_\lambda d\lambda$ zu multiplizieren ist, wo A_λ die Intensität für die Wellenlänge λ darstellt.

Infolgedessen findet man für den von einem solchen Molekül herrührenden Strahlungsvektor

$$\left.\begin{aligned}&\frac{A}{r_0+r_1}\cos 2\pi\left\{\frac{t}{T}-\frac{r_0+r_1}{\lambda}+\right.\\&\left.+\frac{1}{\lambda}\left(k_1 a\left(\frac{x_0}{r_0}+\frac{x_1}{r_1}\right)+k_2 b\left(\frac{y_0}{r_0}+\frac{y_1}{r_1}\right)\right)\right\}.\end{aligned}\right\}\quad(11)$$

Für die gesamte Wirkung der Moleküle der xy-Ebene läßt sich also schreiben

$$\left.\begin{aligned}&\frac{A}{r_0+r_1}\Sigma_{k_1}\Sigma_{k_2}\cos 2\pi\left\{\frac{t}{T}-\frac{z_0+z_1}{\lambda}+\right.\\&\left.+\frac{1}{\lambda}\left(k_1 a\left(\frac{x_0}{r_0}+\frac{x_1}{r_1}\right)+k_2 b\left(\frac{y_0}{r_0}+\frac{y_1}{r_1}\right)\cdots\right)\right\}.\end{aligned}\right\}^{1})$$

Es finden sich also jetzt Maxima in Richtungen, die gegeben sind durch

$$\left.\begin{aligned}\frac{x_0}{r_0}&=-\frac{x_1}{r_1}+\frac{\lambda}{a}s_1\\\frac{y_0}{r_0}&=-\frac{y_0}{r_0}+\frac{\lambda}{b}s_2\\\frac{z_1}{r_1}&=\frac{z_0}{r_0}+x_2\frac{\frac{x_0}{r_0}\frac{\lambda}{a}s_1+\frac{y_0}{r_0}\frac{\lambda}{b}s_2}{\frac{z_0}{r_0}}.\end{aligned}\right\}\quad(12)^{1})$$

Es muß hier die Bemerkung gemacht werden, daß diese Maxima im engen Zusammenhang stehen zu Kegelmaxima, wie sie bei Laue vorkommen. Denn wenn man eine mit Molekülen besetzte Linie betrachtet, wird es Zusammenwirkung der von verschiedenen Molekülen herrührenden Strahlung geben in all den Punkten von einer Reihe bestimmter Kreiskegel[2]), welche diese molekülreiche Linie als Achse haben. Die beobachteten Kegel werden nun für durch den gleichen Punkt gehende und in gleicher Fläche liegende Linien immer durch die oben gefundenen Maximumrichtungen gehen, in denen sich also eben so viele Kegel schneiden, als es von der Strahlung getroffene molekülreiche Linien in der Fläche gibt.

Wenn wir sodann die Zusammenwirkung der verschiedenen Flächen betrachten, so ergibt sich für den Strahlungsvektor die Summe

$$\left.\begin{aligned}&\frac{A}{r_0 r_1}\Sigma\Sigma\Sigma\cos 2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{z_0+z_1}{\lambda}+\right.\\&+\frac{1}{\lambda}\left(k_1 a\left(\frac{x_0}{r_0}+\frac{x_1}{r_1}\right)+k_2 b\left(\frac{y_0}{r_0}+\frac{y_1}{r_1}\right)+\right.\\&\left.\left.+k_3 c\left(\frac{z_0}{r_1}+\frac{z_1}{r_1}\right)\cdots\right.\right.\end{aligned}\right\}\quad(13)$$

In der Richtung der Reflexion erhalten wir also die Zusammenwirkung nichtkohärenter, von den verschiedenen Flächen herrührender Strahlungen. Der Wert der Summe, wenn für $\frac{x_0}{r_0}+\frac{x_1}{r_1}=0$ $\frac{y_1}{r_0}+\frac{y_0}{r_1}=0$ und $\frac{z_0}{r_0}=\frac{z_1}{r_1}$ gesetzt wird, ist also

$$\frac{N v}{r_0 r_1}A\Sigma_{k_3}\cos 2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{z_0+z_1}{\lambda}+\frac{2k_3 c}{\lambda}\frac{z_0}{r_0}\right).\quad(14)$$

Nun ist die von den verschiedenen Flächen herrührende Strahlung kohärent, wenn

$$\frac{2c}{\lambda}\frac{z_0}{r_0}=s\qquad(14a)$$

ist, wo s eine beliebige ganze Zahl ist.

Dieses Ergebnis ist deshalb wichtig, weil es eine Erklärung der Experimente Braggs[1]) geben dürfte und zu gleicher Zeit etwas über das Wesen der Röntgenstrahlung besagen könnte. Denn wenn die auf den Kristall fallende Strahlung einige ausgesprochene Wellenlängen enthält, so wird, wenn wir unter verschiedenem Einfallswinkel Strahlung auf einen Kristall einfallen lassen, die Intensität der reflektierten Strahlung sehr stark sein für bestimmte Einfallswinkel φ, welche mit Hilfe der Formel

$$\cos\varphi=\frac{\lambda}{2c}s\qquad(15)$$

abgeleitet werden können. Zudem aber nimmt infolgedessen, daß der Koeffizient A in unseren Formeln von dem Winkel des einfallenden und des reflektierten Strahls abhängt[2]), die Höhe der Maxima für größere Werte des s ab. Zwischen den Maxima würde die Intensitätskurve sehr schräg abfallen. Es ist hervorzuheben, daß bei jedem Winkel Reflexion stattfindet, wenn direkte Strahlung einfällt.

Bragg hat nun etwas Derartiges gefunden, jedoch ist von einem schrägen Abfall der Intensitätskurve nichts zu spüren. Es ergibt sich also aus seinen Experimenten, daß wir es zu tun haben mit einer Strahlung, worin einige bestimmte Wellenlängen vorkommen, denn die Spitzen in der Braggschen Intensitätskurve entsprechen bestimmten Wellenlängen. Der weitere

1) Es bleiben die quadratischen Glieder in der Entwicklung für ϱ dahingestellt; dieselben werden vermutlich eine Rolle spielen, wenn die Form der Flecken zur Diskussion gelangt.

2) Denn man erhält die Zusammenwirkung solcher Punkte, wenn $k_1\frac{x_1}{r_1}+k_2\frac{y_1}{r_1}=-k_1\frac{z_0}{r_0}\left(\frac{k_2}{k_1}\right.$ gleich einer gegebenen ganzen Zahl$\left.\right)$, diese Gleichung stellt einen Kegel dar, welcher durch $y_1=0$ $\frac{x_1}{r_1}=-\frac{x_0}{r_0}$ geht.

1) W. H. Bragg, The Reflection of x-Rays. Proc. Roy. Soc. **88**, 428, 1913.

2) Vgl. P. P. Ewald, diese Zeitschr. **14**, 465, Formel (20).

Lauf seiner Kurve läßt sich nun noch erklären, indem wir voraussetzen, daß wir es mit einem kontinuierlichen Spektrum zu tun haben. Es muß aber dazu bemerkt werden, daß in diesem Fall die Intensität proportional zu dem Quadrat der Dichte sein würde. Dies stimmt nicht mit der Tatsache, daß mit molekülreichen Flächen dunklere Punkte korrespondieren, was sich dadurch erklären läßt, daß die Intensität proportional zur Dichte $\times$ Flächendichte ist, wie wir es im vorhergehenden auseinandergesetzt haben. Die Braggsche Kurve läßt sich ungezwungen erklären und zu gleicher Zeit mit der Intensität der Flecken auf den Photogrammen in Übereinstimmung bringen, wenn man die Annahme macht, daß die einfallende Strahlung sich zusammensetzt aus einer Anzahl von Wellen verschiedener Frequenz, auf welchen ein Puls mit in bezug auf die Wellenlängen kleiner Pulsdicke superponiert ist. Für die Größenordnung der Intensität des Pulses und der Wellen bestimmt sich dann das Verhältnis ungefähr so, wie die Zahl der wirksamen Flächen sich verhalten zu 1. Denn, wie es aus den Braggschen Figuren hervorgeht, ist die Größenordnung der Intensität in den Maxima die gleiche wie in der Kurve außerhalb der Maxima.

Die Tatsache, daß wir es mit mehreren Wellenlängen zu tun haben, und zwar mit einer sehr großen Zahl von Wellenlängen, zeigt uns aber wieder, weshalb die in den reflektierten Punkten sich abbildenden nullten Maxima wohl — die Laueschen Maxima der Zweikegelschnitte dagegen nicht wahrnehmbar sind. Denn die nullten Beugungsbilder stimmen bei allen Wellenlängen, die anderen aber nicht.

Bei den Versuchen von G. Wulff und Uspenski[1]) ergibt sich, daß ein sekundäres Röntgenstrahlenbündel, das von einer Würfelfläche unter einem Kontingenzwinkel von 6^0 reflektiert ist, von einer unter 12^0 getroffenen Würfelfläche eines zweiten Kristalls nicht, von der Diagonalfläche wohl reflektiert wird. Dabei ist die Wellenlänge der Kohärenz für die erste Fläche $\lambda = 2a \sin \vartheta$, für die zweite $\lambda' = 4a \sin \vartheta$, für die dritte $\lambda'' = 2a \sin \vartheta$. Diese Erscheinung kann man nun folgendermaßen erklären. Nach den oben zitierten Braggschen Versuchen ist die Wellenlänge λ in der primären Strahlung schwach vertreten. Nach einer Reflexion unter dem speziellen Einfallswinkel multipliziert sich ihre Intensität mit der Zahl der wirkenden Schichten und wird den Versuchen gemäß von der großen Ordnung der ganzen Strahlungsintensität. Fällt jetzt das also entstandene Bündel aufs neue auf eine Fläche unter dem speziellen Einfallswinkel ein, so wird die Intensität für die betrachtete Wellenlänge mit n^2 (n = Schichtenzahl), für die anderen Wellenlängen mit n multipliziert. Es ist also bei Einfall unter dem speziellen Einfallswinkel die Intensität viel größer als bei anderen Winkeln. Nun ist zwar $\lambda' = 2\lambda$, also ist auch für die Würfelfläche Kohärenz da, aber wegen des größeren Kontingenzwinkels ist jetzt die Maximalintensität viel schwächer, wie sich aus den Braggschen Photogrammen und der Ewaldschen Formel (26)[1]) ergibt.

Aus obigen Betrachtungen geht hervor, daß sich aus der Lage der Bilder auf den Photogrammen die Richtung der durch Reflexion die Bilder veranlassenden Flächenreihen bestimmen läßt. Ich habe für verschiedene Photogramme (welche Prof. Haga bereitwilligst zu meiner Verfügung stellte) in dieser Weise die Theorie geprüft und gefunden, daß die Lage der Punkte auf den Photogrammen in dieser Weise sich ganz erklären läßt. Die Übereinstimmung der Bilder zum Beispiel für alle kubischen Kristalle der gleichen Klasse, mit welcher Röntgenröhre sie auch genommen werden, läßt sich gleich verstehen. Die Tatsache, daß die von Laue gefundenen sogenannten Wellenlängen in rationalem Verhältnis zueinander stehen, ebenso.

Wir haben es in diesen Punkten also mit nullten Beugungsbildern zu tun, so daß keine Wellenlänge[2]) für die Röntgenstrahlung daraus abzuleiten ist. Wenn man dagegen, so wie Bragg es macht, bei verschiedenen Einfallswinkeln die Intensität der reflektierten Strahlung untersucht, kann man aus der Lage der Maxima, wie oben gezeigt, die Wellenlänge für die Fluoreszenzstrahlung ableiten.

Die Diskussion der Photogramme ist indes vom kristallographischen Gesichtspunkt aus sehr interessant. Um dies an einem Beispiel zu zeigen, sei folgendes noch bemerkt. Wenn die Bravaissche Strukturtheorie zutrifft, so würden die Photogramme der Kristalle des kubischen Systems in drei Typen vorkommen, mit holoedrischer Symmetrie. Diese drei Typen würden bei gleichem Abstand Kristallplatte—photographische Platte vollkommen identisch sein, nur würde die Dunkelheit der entsprechenden Flecken verschieden sein, weil z. B. im einfachen kubischen Gitter andere Flächen molekularreicher sind als

1) Diese Zeitschr. **14**, 785, 1913.

1) Diese Zeitschr. **14**, 471, 1913.

2) Die Herleitung, die G. Wulff (diese Zeitschr. **14**, 217, 1913) von der Braggschen Spiegelauffassung gibt, ist zwar richtig, aber sehr wenig direkt, seine Einwände gegen die Braggsche Auffassung nicht stichhaltig, ebensowenig ist es richtig, wenn man Spiegelmaxima annimmt, um eine Wellenlänge zu berechnen.

im zentriert kubischen. Nun zeigt sich aber, daß das Photogramm für $NaClO_3$ (durchstrahlt in der Richtung einer vierzähligen Achse im einfachen Gitter) offenbar hemiedrische Symmetrie zeigt. Denn die Parameterflächen, die mit den dunkelsten Flecken korrespondieren, sind für einen Quadranten 5, 0, 1; 6, 0, 1; 5, 2, 1; 3, 5, 1; 3, 4, 1; 2, 6, 1; 2, 5, 1. Gänzlich hiermit in Übereinstimmung ist die Fig. 10 bei Laue (ZnS vierzählige Achse), wo die horizontale und die vertikale Achse deutlich in der Dunkelheit der Flecken voneinander verschieden sind. Eine Andeutung in gleichem Sinne gibt Sylvin, wo bei Durchstrahlung in der Richtung der vierzähligen Achse des elementaren Gitters die Flächen, die mit den dunkelsten Flecken korrespondieren, 4, 1, 0; 4, 1, 1; 4, 1, 2; 3, 1, 2; 3, 3, 1; 3, 2, 1; 4, 2, 1; 4, 1, 1; 4, 0, 1 als Parameter haben. Es macht sich hierbei etwas Eigenartiges bemerkbar: die zentralen Flecken sind sowohl bei Durchstrahlung in der Richtung der dreizähligen als in der der vierzähligen Achse von einem Sterne mit 6 bzw. 8 Spitzen umgeben; die Spitzen der Sterne liegen dabei in der Richtung der Symmetrieflächen. Die Interferenzerscheinungen der Röntgenstrahlen zeigen also, daß die Symmetrie der Kristalle sich aus der Struktur der Raumgitter allein erklären läßt, und daß also nicht, wie die Bravaissche Theorie lehrt, Hemiedrien erklärt werden müssen durch die Annahme, daß Moleküle niederer Symmetrie sich in den Eckpunkten eines der holoedrischen Gitter von Bravais befinden. Ich hoffe, bald die Gelegenheit zu haben, an anderer Stelle ausführlich die Berechnung und Schlüsse für die Kristallographie zu publizieren, zu denen die Photogramme berechtigen.

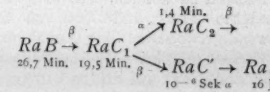
Universität Groningen, 5. August 1913.

(Eingegangen 13. August 1913.)

Über die Verzweigungsstelle der Thoriumreihe.

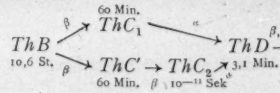
Von P. Beer und K. Fajans.

Die Existenz der Verzweigungen in der Radium- und Thoriumreihe kann als eine feststehende Tatsache betrachtet werden. Es ist aber noch nicht vollkommen aufgeklärt, an welcher Stelle der Reihen die Verzweigung eintritt: bei den B- oder C_1-Gliedern. Was die Radiumreihe anbelangt, so unterliegt der doppelten Umwandlung, nach der Annahme von Fajans[1]), das RaC_1 und alle von ihm und W. Makower[1]) beobachteten Tatsachen lassen sich auf Grund des folgenden Schemas erklären:



(1)

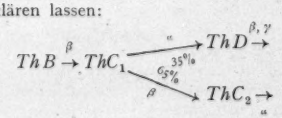
Als E. Marsden und T. Barratt[2]) die Existenz der Verzweigung in der Thoriumreihe nachgewiesen haben, schlugen sie das folgende Schema vor:



(2)

Danach sollte die Verzweigung schon bei ThB eintreten und es wurde hypothetisch die Existenz von zwei Produkten (ThC' und ThC_1) mit gleicher Halbwertszeit auf den beiden Umwandlungszweigen angenommen. Dem ThC_1 sollten die α-Strahlen mit der Reichweite 4,8 cm zukommen, das ThC' müßte die α-Strahlen (Reichweite 8,6 cm) seines außerordentlich kurzlebigen Umwandlungsproduktes (ThC_2) aufweisen. Es wurde auch angenommen, daß beide Umwandlungszweige zu ThD führen.

In einer wichtigen Arbeit haben dann E. Marsden und G. C. Darwin[3]) gezeigt, daß es nicht gelingt, die Existenz von zwei Produkten ThC_1 und ThC' nachzuweisen: alle von ihnen unternommenen Versuche, durch elektrochemische Methoden die relativen Mengen der zwei α-Strahler zu verändern, blieben erfolglos. Auch die Annahme, daß ThD auf beiden Umwandlungszweigen entsteht, erwies sich als nicht stichhaltig, und Marsden und Darwin schließen, daß sich alle Tatsachen auf Grund des Schemas erklären lassen:



(3)

Fajans wies[4]) dann auf die völlige Analogie zwischen diesem und dem von ihm für die Radiumreihe vorgeschlagenen Schema hin, womit die Frage erledigt zu sein schien.

Fast gleichzeitig mit diesen Arbeiten von Marsden und Darwin und von Fajans teilte indessen Frl. L. Meitner[5]) Versuche mit, die diese Frage in einer anderen Weise zu ent-

1) Diese Zeitschr. **12**, 369, 1911; **13**, 699, 1912; Habilitationsschrift Karlsruhe 1912.

1) K. Fajans u. W. Makower, Phil. Mag. **23**, 292, 1912.
2) Proc. Phys. Soc. London **24**, 50, 1911.
3) Proc. Roy. Soc. **87A**, 17, 1912.
4) l. c. **13**, 699, 1912.
5) Diese Zeitschr. **13**, 623, 1912.

scheiden schienen. Ausgehend von dem Schema (2) von Marsden und Barratt glaubte Frl. Meitner zeigen zu können, daß es gelingt die zwei Produkte ThC_1 und ThC' zu trennen, was notwendigerweise zu der Annahme führt, daß die Verzweigung bei ThB stattfindet[1]). Die Annahme, daß ThD auf beiden Umwandlungszweigen entsteht, wurde aber für unrichtig erklärt und das folgende Schema

$$ThB \overset{\alpha}{\rightarrow} ThC_1 \overset{\beta,\gamma}{\rightarrow} ThD \rightarrow \qquad (4)$$
$$ThB \overset{\beta}{\rightarrow} ThC' \rightarrow ThC_2 \overset{\alpha}{\rightarrow}$$

als das wahrscheinlichste angesehen.

Die Annahme der Richtigkeit des Schemas (4) führt nun zu einer bemerkenswerten Konsequenz bei der Anwendung der neuerdings gefundenen Sätze betreffend die Gruppenverschiebungen im periodischen System bei radioaktiven Umwandlungen. Bei der Diskussion der betreffenden Verhältnisse hat der eine von uns[2]) die einfacheren Schemata (1) und (3) seinen Ausführungen zugrunde gelegt. Durch Anwendung der Sätze, daß jede α-Strahlenumwandlung eine Verschiebung in die zweitnächste niedrigere, jede β-Strahlenumwandlung in die nächste höhere Gruppe (Vertikalreihe) hervorruft, und ausgehend von der Tatsache, daß ThB und RaB identisch mit Blei sind — (zu der Bleiplejade gehören) — erhält man folgende Resultate für die übrigen Glieder:

$$\begin{matrix} & & & \overset{\alpha}{\nearrow} & \overset{3}{} & \overset{\beta}{} \\ ThB & \overset{\beta}{\rightarrow} & ThC_1 & & ThD \rightarrow & \\ 4 & & 5 & \underset{\beta}{\searrow} & ThC_2 \rightarrow & \\ & & & & 6 & \alpha \end{matrix}$$

und entsprechend für die Radiumreihe

$$\begin{matrix} & & & \overset{\alpha}{\nearrow} & \overset{3}{} & \overset{\beta}{} \\ RaB & \overset{\beta}{\rightarrow} & RaC_1 & & RaC_2 \rightarrow & \\ 4 & & 5 & \underset{\beta}{\searrow} & RaC' \rightarrow RaD & \\ & & & & 6 \quad \alpha \quad 4 & \end{matrix}$$

wo die Zahlen die Gruppen des periodischen Systems angeben, in welche die Produkte gehören. Alle diese Resultate stimmen, so weit sie prüfbar sind, mit der Erfahrung überein: es ist ThC_1 und RaC_1 vom Wismut und ThD (also wohl auch RaC_2) vom Thallium untrennbar. Für RaC' und ThC_2 läßt sich wegen der Kurzlebigkeit dieser Produkte das theoretische Resultat nicht direkt experimentell prüfen, seine Richtigkeit ergibt sich aber aus der Tatsache, daß das RaD, das in die vierte Gruppe gehört, aus RaC' durch eine α-Strahlenumwandlung entsteht.

Wenn wir nun jetzt das Schema (4) nehmen, so kommen wir zu den Resultaten

$$\begin{matrix} & & & \overset{\alpha}{\nearrow} & \overset{3}{} & \overset{\beta,\gamma}{} \\ ThB & \overset{\beta}{\rightarrow} & ThC_1 & & ThD \rightarrow & \\ 4 & & 5 & \underset{\beta}{\searrow} & ThC_2 \rightarrow & \\ & & & & 6 & \alpha \end{matrix}$$

die mit den vorherigen bis auf einen Punkt übereinstimmen. Wir hätten nämlich jetzt zwei (ThC_1 und ThC') in dieselbe (Wismut) Plejade gehörenden Produkte derselben Umwandlungsreihe, mit gleichem Atomgewicht. Nun sind aber solche Elemente mit wenig verschiedenen Atomgewichten, wenn sie derselben Gruppe des periodischen Systems angehören, in allen bis jetzt untersuchten Fällen durch kein chemisches Mittel voneinander trennbar gewesen. Hier aber würden wir auf Grund der Resultate von Frl. Meitner schließen müssen, daß die zwei Produkte ThC_1 und ThC' leicht trennbar sind. Dieses Resultat mußte man nach allen bisherigen Erfahrungen als wenig wahrscheinlich ansehen, und der Zweck unserer Arbeit war, den Grund für diesen Widerspruch aufzufinden.

Der Hauptversuch, den Frl. Meitner beschreibt, bestand im folgenden. In eine salzsaure Lösung des aktiven Niederschlags der Thoriumemanation wurden Nickelbleche getaucht, wodurch bekanntlich aus der Lösung ThB freies ThC entfernt wird. Die Lösung wurde in zwei ungleiche Teile geteilt, beide eingedampft und in dem kleineren der Anstieg der Aktivität durch α-, in dem größeren durch γ-Strahlen gemessen. Beide Anstiegskurven gingen von einem sehr kleinen Anfangswerte aus (etwa 3 Proz. des Maximums) und erreichten nach etwa $3\,^1/_2$ Stunden das Maximum. In der Lösung war also beinahe reines ThB geblieben. Wurde indessen zu der Lösung vor dem Eintauchen der Nickelbleche Zinnchlorür hinzugefügt, und dann erst die Lösung in gleicher Weise wie vorher behandelt, so zeigte sich, daß zwar die γ-Strahlenanstiegskurve mit der ohne $SnCl_2$ erhaltenen übereinstimmte, daß aber die α-Strahlenkurve (auf gleiches Maximum bezogen) bedeutend höher lag als diese, und z. B. in einem angeführten Versuch von 17 Proz. des Maximalwertes ausging. Diese Resultate wurden in folgender Weise auf Grund des Schemas (4) gedeutet. Die γ-Strahlen rühren zum allergrößten Teil von ThD her, die α-Strahlen von ThC_1 und ThC_2. In den Versuchen ohne $SnCl_2$ sollen durch Nickel sowohl das ThC_1 wie das ThC' fast quantitativ entfernt werden. Die

1) Wegen der so großen Analogie zwischen den drei Umwandlungsreihen müßte man es dann für wahrscheinlich halten, daß auch in der Radium- und Aktiniumreihe die Verzweigung bei den B-Gliedern eintritt. Vgl. K. Fajans, Habilitationsschrift, S. 57.

2) K. Fajans, diese Zeitschr. 14, 131, 136, 1913.

beiden Anstiegskurven müssen also nahezu von Null ausgehen und, wegen der gleichen Halbwertszeit dieser zwei Produkte und der Kurzlebigkeit des ThD und ThC_2, die gleiche Form besitzen. In Gegenwart des $SnCl_2$ soll indessen die Muttersubstanz des ThD (ThC_1) leichter auf Nickel abscheidbar sein als ThC': dadurch würde der Unterschied der zwei Anstiegskurven erklärlich sein, indem nach Entfernung des zu dem γ-Strahler ThD führenden α-Strahlers ThC_1 in der Lösung noch ein Überschuß des zweiten α-Strahlers ($ThC' + ThC_2$) zurückbleibt.

Die Wiederholung dieser Versuche ergab, daß man unter bestimmten Umständen die erwähnten Resultate in der Tat erhalten kann. Um die Richtigkeit der obigen Deutung dieser Resultate zu prüfen, haben wir folgende Versuche ausgeführt: Diese Deutung besagt ja, daß in Gegenwart von $SnCl_2$ durch Nickel die zwei α-Strahler des aktiven Niederschlags wenigstens teilweise getrennt werden können: In der Lösung soll ja ($ThC' + ThC_2$) zurückbleiben, auf dem Nickel müßte sich also ein Überschuß von ThC_1 abscheiden. Nun sind die Reichweiten der α-Strahlen dieser zwei Produkte sehr verschieden (8,6 und 4,8 cm) und man müßte deshalb erwarten, daß das auf Nickel in Gegenwart von $SnCl_2$ abgeschiedene Produkt, eine andere Absorptionskurve der α-Strahlen ergibt, als das ohne $SnCl_2$ erhaltene. Wir bekamen indessen in beiden Fällen völlig identische Absorptionskurven, und zwar von genau der gleichen Form wie für den ganzen aktiven Niederschlag, wie er auf einem Platinblech durch Exposition mit einem Mesothoriumpräparat erhalten wurde. — Es sind auch die β-Strahlen des ThC beträchtlich härter als die des ThD[1]). Es müßte also auf Grund der Annahme, daß in diesen Versuchen mit $SnCl_2$ eine Trennung des ThC' und ThC_1 vorliegt, die Härte der β-Strahlen des in Gegenwart von $SnCl_2$ auf Nickel abgeschiedenen Produkts verschieden von der ohne $SnCl_2$ sein. Aber auch bei den β-Strahlen ergaben die Absorptionsmessungen ein völlig negatives Resultat: wurde lange genug gewartet, damit das ThD ins Gleichgewicht mit seiner Muttersubstanz kommen konnte, so war die Absorptionsfähigkeit der β-Strahlen des auf Nickel abgeschiedenen Produkts immer genau die gleiche, gleichgültig, ob mit oder ohne $SnCl_2$ gearbeitet wurde. Um völlig sicher zu sein, daß die Bedingungen bei diesen Versuchen die gleichen waren, wie bei den Anstiegsversuchen, wurde so verfahren, daß gleichzeitig mit der Bestimmung der zwei Anstiegskurven (mit α- und γ-Strahlen) die aktive Substanz auf den Nickelplatten auf Absorptionsfähigkeit der α- oder β-Strahlen untersucht wurde. Wenn auch zwischen den zwei Anstiegskurven beträchtliche Unterschiede resultierten, erhielt man nie einen wahrnehmbaren Unterschied in der Absorptionsfähigkeit der α- oder β-Strahlen im Vergleich mit dem Produkt, das ohne Gegenwart von $SnCl_2$ in der Lösung auf Nickel abgeschieden wird. Diese Versuche zeigen also eindeutig, daß auch in Gegenwart von $SnCl_2$ durch Nickel weder die zwei α-Strahler, noch die Muttersubstanz des ThD von dem zweiten β-Strahler getrennt werden können. Damit fällt aber das einzige Argument für die Annahme, daß die Verzweigung der Thoriumreihe bei ThB stattfindet, und man wird das einfachere, sonst allen Tatsachen Rechnung tragende Schema (3) von Marsden und Darwin als das richtige ansehen müssen. Einen weiteren Grund dafür erläutert der eine von uns in der folgenden Notiz. Wir legen auch dieses Schema (3) den folgenden Ausführungen zugrunde.

Bei allen bisher erwähnten Versuchen erfreuten wir uns der Mitarbeit des Herrn E. Mende, dem wir auch hier unseren besten Dank aussprechen möchten.

Man mußte annehmen, daß der Grund für die von Frl. Meitner beschriebenen Erscheinungen in irgendwelchen sekundären Faktoren zu suchen sei und als einen solchen haben wir vor allem die Flüchtigkeit des ThC_1-Chlorids mit $SnCl_2$ gefunden. Es zeigte sich, daß die Form der erwähnten Anstiegskurven von der Behandlung der nach dem Entfernen der Nickelplatten zurückbleibenden Lösung abhing. Die Lösung enthielt außer des $SnCl_2$ auch etwas $NiCl_2$, das von dem zum Teil aufgelösten Nickel herrührte. Wurde nach dem Eindampfen stark erhitzt, so ging das leicht flüchtige $SnCl_2$ weg und die so erhaltenen Anstiegskurven, gleichgültig ob α- oder γ-Strahlen gemessen wurden, ergaben für die Zeit des Aufhörens der Erhitzung die Aktivität nahezu Null; es blieb also nach dieser Behandlung kein ThC_1 übrig. Wurde indessen nach dem Entfernen der letzten Flüssigkeitstropfen nicht weiter erhitzt, so gingen die Kurven, wiederum gleichgültig ob mit α- oder γ-Strahlen gemessen, nicht von Null aus, sondern der Anfangswert für die Zeit der Entfernung der letzten Nickelplatte aus der Lösung betrug 10—15 Proz. des Maximums. Man muß daraus schließen, daß in Gegenwart von $SnCl_2$ das ThC_1 durch Nickel nicht vollständig aus der Lösung entfernt wird, daß aber der übrig bleibende Teil durch Erhitzen ent-

1) Vgl. Hahn u. Meitner, diese Zeitschr. 13, 390, 1912; Marsden u. Darwin, l. c.

fernt werden kann, wobei reines ThB zurückbleibt.

Daß das ThC_1 wirklich unter diesen Umständen mit $SnCl_2$ verflüchtigt wird, zeigen folgende Versuche auch direkt: Zu einer salzsauren Lösung des aktiven Niederschlags des Thoriums wurden einige Tropfen einer $SnCl_2$-Lösung hinzugefügt und die Lösung in einem Becherglas eingedampft. Nach dem Verdampfen des Wassers wurde das Becherglas mit einem flachen Porzellanschälchen, das mit Wasser gekühlt wurde, zugedeckt und eine Minute weiter erhitzt. Ein Teil des $SnCl_2$ verflüchtigte sich dabei und die Untersuchung des Schälchens ergab eine starke Aktivität: deren Abfall zeigte überschüssiges ThD neben ThC an, welches letztere bis auf 0,5 Proz. seines Anfangswerts mit der richtigen Halbwertszeit von 60 Min. abfiel. Das ThC_1 ist also unter diesen Bedingungen bedeutend flüchtiger als ThB. Auch folgender Versuch beweist das gleiche: Nachdem bei einem Versuch, wo das $SnCl_2$ vollkommen durch Glühen verjagt wurde, nach einigen Stunden das Gleichgewicht zwischen ThB und ThC wieder erreicht war, wurde zu der aktiven Substanz Salzsäure und neues $SnCl_2$ gegeben und wiederum nach Eindampfen der Lösung 1 Minute lang stark erhitzt. Die α-Strahlenaktivität sank dadurch auf die Hälfte, stieg aber nach 3 Stunden zu ihrem, nur durch den Abfall des ThB etwas verminderten Anfangswert an. Das ThB wurde also kaum verflüchtigt, wohl aber das ThC_1.

Gewöhnlich findet man die Angabe, daß das ThB leichter flüchtig ist als ThC_1. Diese Angaben beziehen sich indessen auf die Metalle oder Oxyde[1]). Hier haben wir es mit Chloriden zu tun, und der heute sicher bekannte chemische Charakter dieser Produkte erklärt unser Resultat vollkommen. ThB ist identisch mit Blei, ThC_1 mit Wismut. Nun siedet das Bleichlorid erst bei 956°, während der Siedepunkt des Wismutchlorids unterhalb 450° liegt. Inwieweit die Gegenwart des $SnCl_2$ wesentlich ist für die leichte Verflüchtigung des ThC_1-Chlorids möchten wir noch nicht entscheiden, es wäre möglich, daß hier eine Erscheinung vorliegt, die einer Wasserdampfdestillation analog ist.

Auf Grund des Vorstehenden ist es aber noch nicht ohne weiteres verständlich, weshalb in den Versuchen von Frl. Meitner und auch in unseren ersten Versuchen, wo wir auf die Erhitzungsbedingungen noch nicht achteten, die α-Strahlenanstiegskurve immer höher lag als die γ-Kurve. Der Grund dafür scheint uns in folgendem zu liegen. Die für die Messung der zwei Kurven dienenden Teile der Lösung wurden nicht zusammen behandelt, sondern es wurde für die α-Kurve ein kleiner Teil abgegossen und für sich eingedampft. Der Hauptteil der Flüssigkeit, wo also auch die Hauptmenge des $SnCl_2$ enthalten war, wurde nach Eindampfen für die γ-Strahlenmessung verwendet. Es ist nun sehr wahrscheinlich, daß wegen der längeren Erhitzungsdauer, die die größere Substanzmenge erforderte, auch relativ mehr von ThC_1 verflüchtigt wurde. Diese Unsicherheit, die die ungleiche Behandlung der zwei Lösungsteile mit sich bringt, kann man indessen leicht umgehen, wenn man die ganze Lösung zusammen eindampft und erst von der zurückbleibenden Trockensubstanz nach dem Abkühlen den kleinen Teil für die α-Strahlenkurve abtrennt. Ist unsere Erklärung richtig, dann darf unter diesen Umständen die α-Kurve nicht mehr höher liegen als die γ-Kurve. Wir führten auf diese Weise folgende zwei Versuche aus: einmal wurde nach dem Eindampfen stark erhitzt, wobei dann beide Anstiegskurven identisch waren und nahezu von Null ausgingen. Das andere Mal wurde nur eben zur Trockne eingedampft. Unter diesen Bedingungen bleibt das hygroskopische $SnCl_2$ zurück und dadurch wird die α-Strahlenmessung etwas gestört. Die Resultate ließen aber keinen Zweifel übrig, daß beide Kurven nicht von Null, sondern von etwa 10 Proz. des Maximums ausgingen und es lag sogar die γ-Strahlenkurve etwas höher als die andere, wohl wegen nicht vollkommen gleichmäßiger Erhitzung der ganzen Masse.

Es bleibt nur noch zu erklären, weshalb, wenn kein $SnCl_2$ zu der Lösung vor dem Eintauchen der Nickelplatten zugegeben wurde, sowohl die α- wie die γ-Kurve in den Versuchen von Frl. Meitner einen viel kleineren Anfangswert zeigten, als die α-Kurven mit $SnCl_2$. Vom Standpunkte des Schemas von Marsden und Darwin muß man daraus schließen, daß im ersteren Falle das ThC_1 vollständiger durch Nickel entfernt wird als im zweiten. Das ist aber eine Tatsache, welche wir auch bei Versuchen mit RaE, das mit ThC_1 (und Wismut) chemisch identisch ist, beobachtet haben: eine RaE-Lösung wurde in zwei gleiche Teile geteilt und zu einem Teil wurden ein paar Tropfen einer $SnCl_2$-Lösung hinzugefügt. In beide Teile wurden gleiche Nickelplatten getaucht und die Lösungen 5 Minuten lang gekocht. Während aus der Lösung ohne $SnCl_2$ das RaE quantitativ auf dem Nickel abgeschieden wurde, bekam man auf dem Nickelblech aus der mit $SnCl_2$ versetzten Lösung nur 10 Proz. der RaE-Menge heraus.

Die Erklärung für diese Tatsache ist wohl zu suchen in einer teilweisen Reduktion des

1) Vgl. H. Schrader, Phil. Mag., Juli 1912, S. 125 und A. Russell, ebenda S. 134.

RaE- oder ThC_1-Ions durch das $SnCl_2$ zum Metall, das dann mit dem Nickel nicht mehr in Wechselwirkung tritt. Auch aus Wismutsalzlösungen wird ja durch $SnCl_2$ metallisches Wismut ausgeschieden.

Frl. Meitner deutet in ihrer Arbeit an, daß es auch auf andere Weise möglich ist, die Trennung des ThC_1 von ThC' durchzuführen. Da aber genauere Angaben fehlen, können wir nicht beurteilen, ob auch diese Resultate durch die oben erwähnten sekundären Faktoren bedingt sind, oder ob noch andere Erscheinungen vorliegen. Durch die obigen Versuche glauben wir aber gezeigt zu haben, daß keine näher bekannte Tatsache vorliegt, welche für die aus theoretischen Gründen sehr unwahrscheinliche Annahme, es gäbe zwei Umwandlungsprodukte des ThB, sprechen würde.

Die meisten von den hier erwähnten Beobachtungen sind nur qualitativer Natur und bedürfen eines näheren quantitativen Studiums. Vor allem die leichte Flüchtigkeit des ThC-Chlorids eröffnet den Weg zu einer bequemen Darstellungsmethode von vollkommen reinem ThB (dasselbe wird auch für RaB, $ActB$ und RaD gelten) in sehr guter Ausbeute, was für mehrere Zwecke von Wert sein kann. Eine genauere Anleitung dazu wollen wir später mitteilen. Bei einer näheren Analyse der Anstiegskurven der α- und γ-Strahlenaktivität, ausgehend von reinem ThB, wird man auch die ionisierende Wirkung der weichen β-Strahlen des letzteren und seine eventuelle γ-Strahlung berücksichtigen müssen. Wegen der großen Wichtigkeit, die die Frage nach der Verzweigungsstelle der Thoriumreihe aus theoretischen Gründen besitzt, glauben wir aber, daß es nicht verfrüht ist, unsere Versuche schon in dem jetzigen Stadium mitzuteilen.

Zusammenfassung.

Es wurde gezeigt, daß die Beobachtungen, die zu beweisen schienen, daß es zwei trennbare Umwandlungsprodukte des ThB gibt, auf sekundäre Faktoren sich zurückführen lassen und daß alle bekannten Tatsachen mit dem folgenden, von Marsden und Darwin vorgeschlagenen Umwandlungsschema der Thoriumreihe vereinbar sind:

$$ThB \xrightarrow{\beta} ThC_1 \begin{cases} \xrightarrow{\alpha} ThD \xrightarrow{\beta} \\ \xrightarrow{\beta} ThC_2 \xrightarrow{\alpha} \end{cases}$$

Karlsruhe i. B., Physikalisch-chemisches Institut der Technischen Hochschule.

(Eingegangen 18. August 1913.)

Das Verzweigungsverhältnis und das Atomgewicht der C_1-Glieder der drei radioaktiven Umwandlungsreihen.

Von K. Fajans.

Auf Grund der vorhergehenden Arbeit[1]) muß man es für sehr wahrscheinlich halten, daß die Verzweigung der drei radioaktiven Reihen nicht bei den B-Gliedern, sondern bei den C_1-Gliedern stattfindet. Im folgenden soll gezeigt werden, wie sich auf Grund dieser Auffassung die verschiedene Größe des Verzweigungsverhältnisses in den drei Reihen einfach deuten läßt.

Wie ich vor einiger Zeit[2]) gezeigt habe, bestehen zwischen den Atomgewichten und der Lebensdauer der Glieder einer Plejade einfache Beziehungen. Vergleicht man die α-Strahler einer Plejade miteinander, so nimmt die Lebensdauer mit fallendem Atomgewicht ab, während bei β-Strahlern die Lebensdauer mit fallendem Atomgewicht zunimmt. Von allen Gliedern der Uranradium- und der Thoriumreihe, für die ja die Atomgewichte berechenbar sind, weicht nur das RaF von diesen Regeln ab. Wenn auch diese Ausnahme zu zeigen scheint, daß obige Regeln vielleicht nur eine erste Annäherung an die hier herrschenden Gesetze vorstellen, so ist sonst die Übereinstimmung so gut, daß man diesen Regeln einen gewissen Wert nicht absprechen kann. Auf die Verzweigungsstellen wurden die Regeln noch nicht angewandt, weil ich die experimentelle Aufklärung der Frage, ob die Verzweigung bei den B- oder den C_1-Gliedern anzunehmen sei, abwarten wollte.

Auf Grund der Schemata 1 und 3 der vorangehenden Arbeit, die jetzt als die wahrscheinlichsten anzusehen sind, unterliegen RaC_1 und ThC_1 gleichzeitig einer α- und einer β-Strahlenumwandlung, indem ein Teil der Atome in der einen Weise, die übrigen in der anderen umgewandelt werden. Bei RaC_1 erleiden die α-Strahlenumwandlung nur $^3/_{10\,000}$, bei ThC_1 $^{35}/_{100}$ aller Atome. Die radioaktiven Zerfallskonstanten (λ) dieser Elemente sind also als Summen zweier Umwandlungskonstanten zu betrachten[3]): der der α-Strahlenumwandlung (λ_α) und der der β-Strahlenumwandlung (λ_β) und das Verzweigungsverhältnis stellt das Verhältnis dieser zwei Konstanten dar.

1) Anmerkung bei der Korrektur: Soeben ist mir eine Abhandlung von E. Marsden und R. Wilson (Phil. Mag. **26**, 354, August 1913) in die Hände gekommen, in der die Verfasser zu denselben Resultaten wie Beer und ich gelangen.

2) Le Radium **10**, 171, 1913.

3) Vgl. Marsden und Darwin, Proc. Roy. Soc. **87** A, 17, 1912.

Nun ist beim ThC_1 $\lambda_\alpha + \lambda_\beta = 0{,}0115$ min^{-1}, $\frac{\lambda_\alpha}{\lambda_\beta} = \frac{35}{65}$, woraus $\lambda_\alpha = 0{,}00402$ min^{-1} und $\lambda_\beta = 0{,}00747$ min^{-1} wird.

Entsprechend beim RaC_1 $\lambda_\alpha + \lambda_\beta = 0{,}0355$ min^{-1}, $\frac{\lambda_\alpha}{\lambda_\beta} = \frac{3}{9997}$, $\lambda_\alpha = 1{,}06 \times 10^{-5}$ min^{-1} und λ_β 0,0355 min^{-1}. Um nun zu prüfen, inwieweit die Produkte RaC_1 und ThC_1 den für die α- bezw. β-Strahler abgeleiteten Regeln entsprechen, müssen wir die λ_α miteinander und die λ_β miteinander vergleichen, oder der größeren Übersichtlichkeit halber wollen wir diejenigen Halbwertszeiten einführen, die diese Produkte hätten, wenn sie nur der einen oder der anderen Umwandlung unterliegen würden. Man bekommt dann folgende Tabelle.

	Halbwertszeit	Atomgew.	Halbwertszeit	
$ThC_1\alpha$	2,87 Stunden	212,4	1,55 Stunden	$ThC_1\beta$
$RaC_1\alpha$	45 Tage	214,5	19,5 Min.	$RaC_1\beta$

Die Atomgewichte sind aus denen des Urans und Thoriums in bekannter Weise berechnet. Wie ersichtlich, nimmt auch hier, entsprechend den Regeln, die Tendenz zur α-Strahlenumwandlung mit fallendem, die zur β-Strahlenumwandlung mit steigendem Atomgewicht zu. Die Tatsache, daß beim ThC_1 die β-Umwandlung im Vergleich zur α-Umwandlung nicht mehr so stark begünstigt ist, wie beim RaC_1 ist also eine notwendige Konsequenz unserer Regeln.

Es liegt nahe, diese Betrachtung auf die Aktiniumreihe auszudehnen. Das Atomgewicht des Aktiniums ist immer noch nicht bekannt; es sprechen aber mehrere Gründe dafür[1]), daß es gleich dem des Radiums ist. Die Atomgewichte analoger Produkte der drei Reihen nehmen auf Grund dieser Annahme in der Reihenfolge Radium-Thorium-Aktiniumreihe ab. Wie schon gezeigt wurde[2]), entspricht dann die Lebensdauer der Glieder der Aktiniumreihe gut den hier diskutierten Regeln. Das Atomgewicht des AcC_1 ergibt sich so zu 210,5, und wir müssen auf Grund unserer Regeln erwarten, daß beim AcC_1 λ_α größer, dagegen λ_β kleiner ist als beim ThC_1. Das Verzweigungsverhältnis muß somit in der Aktiniumreihe noch stärker zugunsten der α-Strahlenumwandlung verschoben sein, als in der Thoriumreihe. Soweit das Tatsachenmaterial reicht, entsprechen diese Schlüsse der Erfahrung.

Was zunächst das Verzweigungsverhältnis anbelangt, so liegen zwar für die Aktiniumreihe keine quantitativen Daten vor, es unterliegt aber keinem Zweifel, daß in Übereinstimmung mit dem obigen Schluß, hier, im Gegensatz zu der Radiumreihe, die α-Strahlenumwandlung des AcC_1 gegenüber der β-Strahlenumwandlung die stark begünstigte ist: letztere ist überhaupt noch nicht mit Sicherheit nachgewiesen[1]). Daraus folgt aber weiter, daß das λ_α des AcC_1 jedenfalls nur wenig verschieden sein kann von $\lambda_\alpha + \lambda_\beta$.

Die Halbwertszeit des AcC_1 beträgt 2,15 Min., folgende Tabelle zeigt somit die Abhängigkeit der Tendenz zur α-Umwandlung der drei C_1-Glieder von ihrem Atomgewicht.

$AcC_1\alpha$	210,5	etwas $>$ 2,15 Min.
$ThC_1\alpha$	212,4	2,87 St.
$RaC_1\alpha$	214,5	45 Tage

Also auch die α-Umwandlungsgeschwindigkeit des AcC_1 entspricht vollkommen unserer Regel, wenn man dem Aktinium das Atomgewicht des Radiums zuschreibt.

Aus obigem geht klar hervor, daß unter der Annahme, daß die Verzweigung der Reihen bei den C_1-Gliedern stattfindet, die Unterschiede des Verzweigungsverhältnisses der drei Reihen sich leicht erklären lassen: Sie sind die Folge der verschiedenen Atomgewichte der drei C_1-Glieder und der durch die mehrfach erwähnten Regeln beherrschten Abhängigkeit der α- bezw. β-Umwandlungstendenz der Produkte einer Plejade von ihrem Atomgewicht.

Ganz anders wäre die Sachlage, wenn man die Annahme machen würde, daß nicht die C_1-Glieder, sondern die B-Glieder der doppelten Umwandlung unterliegen. Erstens müßte man auf die hier gegebene Deutung der Verschiedenheit des Verzweigungsverhältnisses in den drei Reihen verzichten, denn es wären ja jetzt die beiden Umwandlungen der B-Glieder

1) Vgl. Le Radium, l. c. und K. Fajans u. O. Göhring, diese Zeitschr. **14**, 877, 1913.

2) Le Radium, l. c. Zu den früheren Ausführungen sei hier folgendes hinzugefügt. In einer soeben erschienenen Arbeit (diese Zeitschr. **14**, 752, 1913) haben Hahn und Meitner gezeigt, daß die Angabe von Russell und Chadwick, wonach die α-Strahlen des Radioaktiniums nicht dem in die Thoriumplejade gehörenden Produkt zukommen sollten, nicht richtig ist. Dadurch bildet das Radioaktinium ein Beispiel mehr dafür, daß die Lebensdauer der Aktiniumprodukte der erwähnten Annahme über das Atomgewicht des Aktiniums gut entspricht. Indessen muß jetzt das Verhalten des AcB als eine Ausnahme von der für die β-Strahler geltenden Regel betrachtet werden, denn die früher erwähnte Möglichkeit, daß es sich vielleicht mit der Verzweigung in Zusammenhang wird bringen lassen, muß auf Grund der Auffassung, daß die Verzweigung nicht bei den B-Produkten eintritt, fallen gelassen werden.

1) Näheres vgl. K. Fajans, diese Zeitschr. **13**, 699, 1912 und Habilitationsschrift, Karlsruhe 1912. S. 55.

β-Strahlenumwandlungen (vgl. Schema 4 der vorhergehenden Arbeit). Anderseits würden wir auch auf einen Widerspruch mit der α-Regel stoßen: Die Annahme, daß die Verzweigung bei den B-Gliedern stattfindet, liesse sich nur dann mit den Tatsachen in Einklang bringen, wenn sowohl in der Thoriumreihe[1]), wie in der Radiumreihe[2]) die zwei Umwandlungsprodukte der B-Glieder die gleiche (60,3 Min., bzw. 19,5 Min.) Halbwertszeit hätten. Es würde also der entsprechende α-Strahler der Radiumreihe, trotz des höheren Atomgewichts, kurzlebiger sein als der α-Strahler der Thoriumreihe, während sonst die α-Strahler der Radiumreihe 10^3—10^5 mal[3]) langlebiger sind als die analogen Produkte der Thoriumreihe. Dies ist ein weiterer Grund, die Annahme, daß die Verzweigung bei den B-Produkten stattfindet, zu verwerfen.

Außer den C_1-Gliedern gehört zu der Wismutplejade auch das RaE. Es sind nun zwei Gesichtspunkte möglich für die Prüfung, ob es sich den Regeln unterordnet. Man könnte daran denken, anzunehmen, daß, so wie die C_1-Glieder, alle Radioelemente die Tendenz haben, sowohl einer α- wie einer β-Umwandlung zu unterliegen und daß diese Tendenzen innerhalb einer Plejade Funktionen des Atomgewichts seien. Die scheinbar reinen α- oder β-Strahler würden dann als extreme Fälle zu betrachten sein. Da das Atomgewicht des RaE 210,5 beträgt, müßte es unter dieser Voraussetzung, so wie das AcC_1, eine größere Tendenz zur α- als zur β-Umwandlung besitzen. Dies ist indessen nicht der Fall, denn RaE stellt einen reinen β-Strahler vor. Obige Auffassung ist also nicht durchführbar. Wenn wir indessen das RaE als einen reinen β-Strahler betrachten und seine Umwandlungsgeschwindigkeit mit der β-Umwandlungstendenz der anderen Glieder seiner Plejade vergleichen, entspricht sein Verhalten vollkommen der β-Regel, denn wir haben dann folgende Tabelle:

RaE	210,5	5 Tage
AcC_1^{β}	210,5	?
ThC_1^{β}	212,4	1,55 St.
RaC_1^{β}	214,5	19,5 Min.

1) Vgl. Marsden u. Darwin, l. c., S. 19.
2) Vgl. erwähnte Habilitationsschrift des Verfassers, S. 57.
3) Vgl. R. Swinne, diese Zeitschr. **14**, 142, 1913.

Titisee, August 1913.

(Eingegangen 23. August 1913.)

Untersuchung über Störungen am Apparat zur Beobachtung der durchdringenden Strahlung nach Wulf.

Von Karl Bergwitz.

Schon seit längerer Zeit verfolge ich den Gedanken, die Messungen der durchdringenden Strahlung durch Registrierung des durch sie in einer Ionisierungskammer hervorgerufenen Stroms anzustellen. Nach vielen Erwägungen habe ich mich entschlossen, den sogenannten „Strahler“ von Wulf zu verwenden. Durch eine eingehende Arbeit von Dorno, die mir Herr Hess zusandte, und in die mir dieser liebenswürdigerweise Einsicht gewährte, wurde ich auf die Fehler, die dem Wulfschen Strahler noch anhaften, aufmerksam. Bei einer Rücksprache mit den Fabrikanten des „Strahlers“, den Herren Günther & Tegetmeyer, gaben diese mir als möglichen Grund der Störungen die Veränderung der Spannung der Quarzschlinge an, die die Elektrometerfäden spannt. Bevor ich daher einen Wulfschen registrierenden Strahler in Auftrag gab, hielt ich eine genaue Prüfung für angezeigt, um Mittel zur Beseitigung der Störungen am „Strahler“ zu finden.

Die Herren Günther & Tegetmeyer ermöglichten es mir, die Versuche während zweier Tage an einem Herrn Gockel gehörigen Apparat anzustellen, und unter tätiger Mithilfe der beiden Herren bestrebte ich mich, die Fehler des Wulfschen Strahlers aufzudecken.

Aus der Art der von Herrn Dorno und von verschiedenen anderen Seiten beobachteten Störungen muß in der Tat geschlossen werden, daß die elastische Schlinge, die die Fäden spannt, Veränderungen ihrer Spannung erfährt. Bei gleichem, an die Fäden gelegtem Potential wird die Spreizung kleiner werden, wenn die Schlingenspannung wächst, und größer, wenn diese abnimmt.

Die Gründe für eine Veränderung der Schlingenspannung könnten zu suchen sein:

a) im Luftdruck,
b) in der Temperatur,
c) in Trägheitskräften.

Der zur Verfügung stehende Apparat des Herrn Gockel entspricht der in dieser Zeitschr. **10**, 152, 1909 von Wulf beschriebenen Form seines Apparats zur Messung der durchdringenden Strahlung. Fig. 1 zeigt die wesentlichen, hier in Betracht kommenden Bestandteile des letzteren. $ABCD$ ist ein durch die Seitenplatten EE_1 verschlossenes, zylindrisches Gehäuse. F ist das Fadensystem, das oben am Bernstein-Isolator G, unten an der Quarzschlinge H befestigt ist. Letztere wird getragen von der Brücke J, die durch Vermittlung der zwei

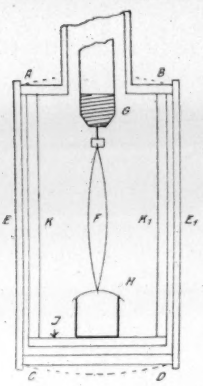


Fig. 1.

Träger K und K_1 mit dem oberen Teile des Gehäuses verbunden ist.

(Zu a). Tritt nun im Apparat durch Sinken des äußeren Luftdrucks ein Überdruck ein, der bei Hochfahrten ja sehr erheblich sein kann, so wird sich das zylindrische Gehäuse, wie es die punktierten Linien andeuten, beiderseits uhrförmig ausbuchten. Die hierdurch bedingte Hebung von G wird die Spannung der Schlinge H vergrößern und hierdurch die Spreizung der Fäden verringern.

Günther & Tegetmeyer haben nun diesen Übelstand beseitigt, indem sie die in der Fig. 2

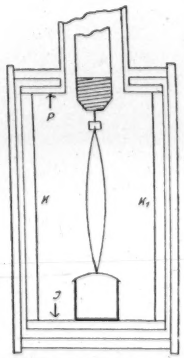


Fig. 2.

skizzierte Anordnung trafen. K und K_1 werden nicht mehr vom Gehäuse selbst, sondern von einer besonderen, zentral mit diesem verbundenen Platte P getragen. Da das ganze Fädensystem hier inklusive der Streben K und K_1 an der Bewegung von AB teilnimmt, so sind Veränderungen der Schlingenspannung ausgeschlossen. Bei einem inneren Überdruck von 500 mm Quecksilber waren bei dem Apparat[1]) keine Veränderungen in der Fädenspreizung bemerkbar. Die einzige, und zwar unschädliche Beeinflussung bestand darin, daß wahrscheinlich infolge einer minimalen Verschwenkung des Mikroskops beide Fäden gleichmäßig im Gesichtsfeld um 0,9 Skalenteile seitlich verschoben wurden.

Infolge der Ausbuchtung des Gehäuses muß sich auch die Entfernung des Mikroskops von den Fäden ändern. Wie man aber aus dem vorher Gesagten ersehen kann, reicht die minimale Verschiebung nicht aus, um eine bemerkbare Vergrößerungsänderung des Mikroskops herbeizuführen.

(Zu b). Sowohl in Fig. 1 als auch in Fig. 2 besteht Temperaturkompensation für die Fäden und ihre Träger. Voraussetzung für das richtige Wirken dieser Kompensation ist selbstverständlich eine völlig gleiche Temperatur aller in Betracht kommenden Teile. Ist die Möglichkeit vorhanden, daß einzelne Teile schneller als andere den Schwankungen der äußeren Temperatur folgen, so muß die Kompensation bis zum Eintritt völligen Temperaturausgleichs gestört sein. Dieser Fall ist hier nun insofern gegeben, als den Streben K und K_1 durch direkte Zuleitung vom Gehäuse leichter Wärme zugeführt oder entzogen werden kann als dem Fadensystem. Letzteres ist dabei völlig auf die zirkulierende Luft angewiesen, zumal es durch den schlecht wärmeleitenden Bernsteinisolator von den Metallteilen isoliert ist. Es war also anzunehmen, daß bei schneller Erwärmung des Gehäuses eine Verlängerung von K und K_1, und damit eine Vergrößerung der Schlingenspannung eintreten wird, die sich in einer Herabsetzung der Fädenspreizung äußern muß.

Es wurde, um den Einfluß der Temperatur zu erkennen, folgender Versuch gemacht.

Der Apparat wurde im Garten in der Nähe eines Gartenhauses so aufgestellt, daß er sich zuerst im Schatten befand und später vollständig von der Sonne bestrahlt wurde. Er wurde dauernd durch eine Batterie kleiner Akkumulatoren auf konstantem Potential von ca. 200 Volt gehalten. Die Konstanz der Batterie wurde fortlaufend durch ein wohlkompensiertes Wulfsches Elektrometer kontrolliert. Letzteres und die Batterie befanden sich in einem von der

1) Der Apparat war bei einem vorhergehenden Umbau mit der Platte P versehen worden.

Sonne nicht getroffenen Zimmer, dessen Temperatur nur eine allmähliche Erhöhung von 4° C innerhalb der Versuchsdauer zeigte. In Berührung mit dem Apparat zur Beobachtung der durchdringenden Strahlung nach Wulf war ein empfindliches Thermometer aufgestellt. Temperatur und Fädenspreizung wurden in kürzeren Zwischenräumen abgelesen. Für die abgelesenen Fädenspreizungen wurden die Spannungswerte aus der Eichkurve des Apparats entnommen.

Fig. 3 zeigt die Auftragung der Beobachtungen. Man erkennt eine außerordentliche

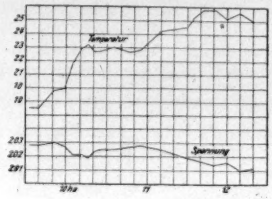


Fig. 3.

Abhängigkeit der Spannungskurve von der Temperatur in dem erwarteten Sinne. Interessant ist die Periode $10^h\ 20^m$ a. bis $10^h\ 55^m$ a., in der die Temperatur nur um wenige Zehntel Grade geschwankt hat. In diesen 35 Minuten ist es dem Fädensystem möglich gewesen, sich völlig zu temperieren, so daß es am Schluß der Periode wieder die Anfangsspannung zeigt. Aus dieser Erscheinung wurde gefolgert, daß die Abhängigkeit von der Temperatur beseitigt werden könnte, wenn man nur die Wärmezufuhr zum Apparat ungemein verlangsamt. Der Apparat wurde deshalb in einem Holzkasten von 33 : 22 cm lichter Bodenfläche und 44 cm lichter Höhe mit Watte fest verpackt. Eine Öffnung in der Seitenwand ließ das Okular wenig heraustreten, eine solche in der gegenüberliegenden diente zur Beleuchtung. Durch das Loch war bis zum Apparat ein Papprohr geschoben, um direkte Wärmezuleitungen zu verhindern. Die Beleuchtungsöffnung war mit Watte verstopft, die nur während des Ablesens entfernt wurde. Die Zuleitung zur Ladesonde war ebenfalls durch ein Papprohr geführt, das nach außen hin durch einen Bernsteinstopfen abgeschlossen war. Neben dem Instrument war ein längeres Thermometer derartig mit in der Watte so verpackt, daß der in Betracht kommende Teil der Skala aus dem Kasten herausragte. Die Instrumenten- und Lufttemperatur wurde alle 5, der Fädenstand alle 15 Minuten abgelesen. Im übrigen war die Versuchsanordnung wie im ersten Falle.

Fig. 4 enthält die Auftragung, die einen langsamen Anstieg der Instrumententemperatur zeigt. Es ist dabei eine völlig gleiche Temperatur aller Kompensationselemente erreicht, denn die Fädenspreizung blieb eine absolut konstante. Mit zunehmender Temperatur zeigt sich aber, auch wie bei zunehmendem Druck, eine geringe gleichmäßige seitliche Verschiebung beider Fäden zur Skala im Mikroskop, die unschädlich ist, weil sie keine Änderung der Fädenspreizung herbeiführt.

(Zu c). Die Anschauung, daß Trägheitskräfte bei der Ablesung schädigend wirken können, hielt ich von vornherein nicht für wahrscheinlich, weil

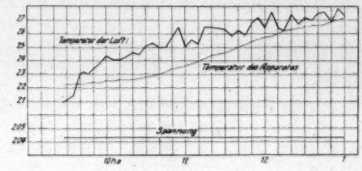


Fig. 4.

mir klar war, daß diese nur im Augenblick des Übergangs aus einer Geschwindigkeit in eine andere auftreten können. Da bei der Beobachtung der durchdringenden Strahlung nur der Ballon als beweglicher Beobachtungsort in Frage kommt, so fällt die erwähnte Tatsache um so weniger ins Gewicht, als bekanntermaßen ein fallender Ballon sehr bald eine konstante Geschwindigkeit annimmt, bei der Trägheitskräfte nicht in Frage kommen können.

Um aber ganz klar zu sehen, stellte ich folgende Versuche an. Es wurde, da es ohne Frage nur auf das Verhalten des Fadensystems ankommt, absichtlich kein „Strahler", sondern ein einfaches Wulfsches Elektrometer benutzt, das mit einem Registrierapparat verbunden war, der die Fadenstellung photographisch aufzeichnete. Der lichtempfindliche Streifen wurde mit einer Geschwindigkeit von 2 cm pro Sekunde bewegt, das Elektrometer wurde, um Temperatureinflüsse auszuschalten, wiederum gut in Watte verpackt.

Der erste Versuch wurde an einem Gerüst gemacht, an dem nach Art der Fallmaschine ein Rad befestigt war, das einem Fahrrade entnommen war. Das eine Ende der über das Rad laufenden Schnur trug das Elektrometer. Die Fallhöhe betrug 4 m, die bei beschleunigtem Fall mögliche Geschwindigkeit im Mittel rund 2 m pro Sekunde. Der Fall erfolgte sehr erschütterungsfrei und die Aufzeichnungen konnten sehr gut ausgemessen werden, zeigten aber

keinerlei Abweichung von der Ruhelage der auf konstantem Potential gehaltenen Fäden.

Mit gütiger Erlaubnis des Herrn Direktor Schröder[1]) wurden die Versuche dann im Schacht der Gewerkschaft Hedwigsburg fortgesetzt. Die Schachttiefe beträgt dort ca. 280 m. Die Registrierung erfolgte bei mittleren Geschwindigkeiten von 4,2 und 5,6 m, bei denen Maximalgeschwindigkeiten von 5 bzw. 8 m erreicht wurden.

Wie erwartet, zeigen die Registrierungen nur Veränderungen des Fädenstandes gegen ihre Ruhelage im Augenblick des Anfahrens des Förderkorbes, also bei plötzlicher Änderung der Geschwindigkeit. Die Fahrtrichtung wird dadurch gekennzeichnet, daß beim Abstieg eine Zunahme, beim Anstieg eine Abnahme der Fädenspreizung eintritt. Die momentanen Abweichungen bewegen sich in den Grenzen von $\pm 0{,}5$ Volt.

Aus dem vorigen ergibt sich von selbst, wie die erwähnten Störungen am Wulfschen Strahler zu vermeiden sind. Ich hoffe, bald Registrierungen der durchdringenden Strahlung vorlegen zu können, bei denen die möglichen Störungen ausgeschaltet sind.

1) Wir danken Herrn Direktor Schröder nochmals bestens an dieser Stelle.

Braunschweig, 8. August 1913.

(Eingegangen 13. August 1913.)

Über Unstimmigkeiten des Wulfschen Strahlers und anderer zur Messung kleinster luftelektrischer Größen dienender Instrumente.

Von C. Dorno.

In dem unmittelbar voraufgehenden Aufsatz[1]) berichtet K. Bergwitz „über Untersuchungen von Störungen am Apparat nach Wulf zur Messung der durchdringenden Strahlung“ und erwähnt dabei, daß er durch meine (von mir bisher noch nicht veröffentlichte) Arbeit auf die Fehler aufmerksam gemacht worden sei, welche dem Apparat noch anhaften. Bergwitz' Untersuchungen bestätigen in vollem Maße die von mir konstatierte große Abhängigkeit des Instruments von Temperatur und Strahlung, sie zeigen aber nicht, in welcher Form und welchem Größenverhältnis sich die Abhängigkeit in praxi geltend macht bei den Messungen in der atmosphärischen Luft [der Fehler erscheint in einem dem beim Experiment auftretenden entgegengesetzten Sinne], und gerade hierauf kommt es doch im Hinblick auf die große Zahl der mit diesem Instrument angestellten Untersuchungen und ihrer Bewertungen an. Auch sucht Bergwitz den Apparatfehler an einer anderen Stelle, als ich ihn mutmaße. Der nachfolgende kurze Auszug aus meiner Arbeit wird das ergänzen:

1) Diese Zeitschr. 14, 953, 1913.

Vom Dezember 1911 bis November 1912 habe ich (abgesehen von einer mehrmonatlichen Unterbrechung im Sommer) auf dem flachen Dache meines Davoser physikalisch-meteorologischen Observatoriums an einem elektrostatisch und gegen Sonnenstrahlung geschützten Orte ununterbrochen Tag und Nacht Beobachtungen der durchdringenden Strahlung mit einem (zeitweilig zwei) Wulfschen Strahler angestellt, dergestalt, daß um 8^h a., 2^h p., 8^h p. regelmäßig beobachtet worden ist. Außer zu diesen Terminen wurde während mehrerer Monate regelmäßig um 4^h p. und 6^h p. abgelesen, sowie an gänzlich wolkenlosen Tagen stündlich von morgens 7 Uhr bis abends 11 Uhr, bisweilen auch nachts. Aus dem großen, den Herren Wulf, Hess, Benndorf, v. Schweidler, Gockel (mit welchen mich in der ersten Hälfte dieses Jahres Simultanbeobachtungen auf diesem Gebiete verbanden) unterbreiteten Zahlenmaterial, welches hier aufzuführen der Raum verbietet, geht hervor: Die Tagesmittel schwanken nur wenig, doch sind die Vormittagswerte $<$ Nachtwerte $<$ Nachmittagswerte, und zwar um so ausgeprägter, je stärker die Sonne scheint, die durch Sonnenschein ungestörten Nachtwerte sind ungefähr gleich dem Mittel des 24stündigen Tages. Ausnahmen sind nur bei Niederschlägen beobachtet worden.

Der Tagesgang zeigt ein ausgesprochenes Minimum morgens nach Erscheinen der Sonne über den Bergen (also bei Erwärmung), ein ausgeprägtes Maximum am Nachmittag (also bei Abkühlung), und zwar im Winter zwischen 2 bis 4, im Sommer zwischen 4 bis 6 Uhr. Am frühen Vormittag sind bisweilen Werte von $3\,\frac{\text{Volt}}{\text{Stunde}}$ gemessen worden, welche wegen ihrer Kleinheit unmöglich der Wirklichkeit entsprechen können.

Der Argwohn, die Instrumente seien abhängig von den Temperaturen, kam auf, es wurde daher die Isolation als solche geprüft, und sie zeigte laut Tabelle 1 ganz denselben Tagesgang wie die Strahlung, nämlich nachmittags große, nachts mittlere, vormittags kleine Werte, ja im letzten Falle traten an recht klaren Sonnentagen regelmäßig Aufladungen ein. Noch deutlicher zeigte sich die Abhängigkeit von der Temperatur bei Ein- und Austragung der Instrumente in die warme Stube und zurück

Tabelle 1.

Isolationsproben im Freien mit Instrument II.

Stunde	7.	8.	9.	10.	11.	12.	13.	14.	15.	16.	17.	18.	19.	Nov. 1912
8^h a.—2^h p.	—0,07	—0,16	0,00	0,04	0,07	0,04	—0,29	—0,65	0,10	0,21	—0,21	0,07	0,05	Volt
2 p.—8 p.	0,52	0,41	0,46	0,37	0,35	0,83	0,51	0,47	0,37	0,34	0,44	0,29	0,31	Stunde
8 p.—8 a.	0,21	0,23	0,25	0,29	0,30	0,10	0,38	0,16	0,15	0,18	0,18	0,18		

Das Minuszeichen bedeutet „Aufladung".

Tabelle 2.

Isolationsproben abwechselnd im Freien und im Zimmer mit Instrument I und II.

Datum	Zeit	Temperatur der Umgebung	Volt : Stunde I	Volt : Stunde II	Bemerkungen
1913					
10. Febr.	$6^h\,50^m$ p.	— 2,2°			
			0,16	0,23	
11. „	7 22 a.	— 0,8			$7^h\,22^m$ a. wurden die Instrumente aus der kalten Außenluft in das warme Zimmer gebracht.
	8 29 a.	+ 9,7	—4,39	—1,18	
	12 1 p.	12,2	—0,59	0,48	
	3 21 p.	12,3	—0,06	0,39	
	6 56 p.	12,0	0,17	0,17	
			0,49	0,37	
12. „	7 15 a.	7,7	—1,22	0,30	
	8 34 a.	11,0	0,05	0,10	
	12 38 p.	11,2	—0,78	0,27	
	3 36 p.	15,2	1,18	0,52	
	5 43 p.	12,7	5,52	1,98	
	7 11 p.	— 3,0	0,48	0,23	$5^h\,44^m$ p. wurden die Instrumente aus dem warmen Zimmer in die kalte Außenluft zurückgebracht.
13. „	8 8 a.	—10,4			

Das Minuszeichen bedeutet „Aufladung".

(Tabelle 2), in welch ersterem Falle bedeutende Aufladewerte zu konstatieren waren; auch im Zimmer folgten die Werte den kleinen Schwankungen um einige Grade unverkennbar.

Sodann wurde ein stark mit Watte gepolsterter Pappkasten gebaut, in welchem der Apparat am gewohnten Standort exponiert wurde; sofort blieb auch an absolut wolkenlosen Tagen das nachmittägliche Maximum aus, oder vielmehr es wurde ganz abhängig von der Tageszeit, zu welcher der Kasten geöffnet und geschlossen wurde in dem Sinne, daß nach Zutritt warmer Luft die Werte sich verkleinerten, nach Zutritt kalter Luft sich vergrößerten, z. B.

5. Dezember 1912:

	Volt / Stunde	
$8^h\,11^m$ a. — $1^h\,43^m$ p.:	6,7	Eintritt warmer Luft $1^h\,43^m$ p.,
$1^h\,43^m$ p. — $3^h\,31^m$ p.:	6,2	Eintritt kalter Luft $3^h\,31^m$ p.,
$3^h\,31^m$ p. — $8^h\,12^m$ p.:	9,5	(denn die Sonne verschwand $3^h\,12^m$ p. hinter dem Berg).

Dieselbe Erscheinung trat wiederum noch ausgeprägter (unter Aufladeerscheinungen) hervor, wenn man nur die Isolation berücksichtigte, z. B.

4. Dezember 1912:

	Volt / Stunde	
$8^h\,4^m$ a. — $1^h\,45^m$ p.:	0,40	
$1^h\,45^m$ p. — $3^h\,52^m$ p.:	—0,69	(also Aufladung)
$3^h\,52^m$ p. — $8^h\,14^m$ p.:	1,21.	

Nun ließ ich einen großen Glaskasten gießen (mit zwei Tuben zur Einleitung warmer und kalter Luft, Einführung von Thermometer), in welchen ich die Apparate stellen konnte. Ich wandte zunächst warme trockene Luft an, durch einen sogenannten Fönapparat mittels elektrischen Motors erzeugt und von außen durch eine Röhrenleitung eingeführt, sodann warme feuchte Luft, erzeugt durch eine unter ein in den Tubus geleitetes Blechrohr gestellte Spiritusflamme (ähnlich der Einrichtung bei dem Bierschen Heißluftapparat). In beiden Fällen erwärmte ich etwa 5 Minuten hindurch von Zimmertemperatur auf etwa 35°, im ersten Falle blieben Apparat und Glaswand gänzlich trocken, im zweiten waren sie stark beschlagen, im ersten Falle konnte durch die Glaswand abgelesen werden, im zweiten Falle geschah die Ablesung sofort nach Abheben des Glaskastens. Die Re-

Tabelle 3.

Zeit	Voltzahl	Volt / Stunde	Bemerkungen
8. Mai 1913			
$3^h\,26^m$ p.	144,4		Unter Glasglocke mit feuchtwarmer Luft allmählich von 13^0 auf 35^0 erhitzt
45	138,8	17,7	und 5 Minuten auf 35^0 belassen; $3^h\,45^m$ Glasglocke abgenommen.
47	140,7	—57,0	Dem Instrument aufliegender Wasserbeschlag verdampft allmählich.
51	142,0	—10,5	Instrument trocken.
55	141,1	13,5	
$4^h\,0^m$	139,9	14,4	Allmähliches Abkühlen auf 13^0 Zimmertemperatur.
21	132,9	20,0	
56	123,9	15,4	
$6^h\,32^m$	101,0	14,3	

Normale Zimmerzerstreuung vor dem Experiment 14,4 $\frac{\text{Volt}}{\text{Stunde}}$ (Instrument II).

Beginn des Experiments $3^h\,26^m$ . . . . . — 144,4 Volt.
Schluß „ „ $6^h\,32^m$ . . . . . — 101,0 „ .

Mittel der Zerstreuung: 14,0 $\frac{\text{Volt}}{\text{Stunde}}$, d. i. normal.

Zeit	Voltzahl	Volt / Stunde	Bemerkungen
9. Juni 1913			
$2^h\,58^m$ p.	176,2		Unter Glasglocke mit trockener, warmer Luft allmählich von 13^0 auf 33^0 er-
$3^h\,17^m$	173,2	11,4	hitzt und 5 Minuten auf 33^0 belassen; $3^h\,17^m$ Glasglocke abgenommen.
22	173,2	0,0	
29	173,8	—5,2	
36	173,2	+5,2	
42	172,2	10,0	Allmähliches Abkühlen auf 13^0 Zimmertemperatur.
52	170,1	12,6	
$4^h\,52^m$	162,0	8,1	

Normale Zimmerzerstreuung vor dem Experiment 8,0 $\frac{\text{Volt}}{\text{Stunde}}$ (Instrument I).

Beginn des Experiments $2^h\,58^m$ . . . . . 176,8 Volt.
Schluß „ „ $4^h\,52^m$ . . . . . 162,0 „ .

Mittel der Zerstreuung: 7,8 $\frac{\text{Volt}}{\text{Stunde}}$, d. i. normal.

sultate waren genau entgegengesetzt den erwarteten; es wurde nämlich konstatiert: Anstieg der Zerstreuung (Zusammenfallen der Fäden) bei Erwärmung, Aufladung statt Zerstreuung (Auseinandergehen der Fäden) bei Erkalten, und zwar war die Wirkung bei der feuchten Luft weit größer als bei der trockenen, weil Verdampfungskälte und Abkühlung parallel gingen. Zwei Beispiele mögen hier folgen (der Versuch ist mit Apparat II je einmal, mit Apparat I je zweimal stets mit gleichem Erfolge durchgeführt). (Tabelle 3.)

Ehe die Fäden wieder nach Erkalten zu normalem Verhalten kommen, schlagen sie gewissermaßen pendelnd vorübergehend über die richtigen Grenzen hinaus ($4^h\,21^m$ p. am 8. Mai und $3^h\,52^m$ p. am 9. Juni). Berechnet man die durchschnittliche Strahlung von Beginn bis Schluß des Experiments, so erhält man einen normalen Wert; es verbleibt also keine Dauerwirkung.

Wie kann man wohl erklären, daß laut Experiment gerade bei Wärmezufuhr die Zerstreuungen größer werden, im Tageslauf aber das Umgekehrte zu sein scheint? Vielleicht dadurch, daß die Fäden, wenn sie durch die erste Erwärmung unter Zwang gekommen sind (über Gebühr zusammengefallen sind), das Bestreben haben, sich auszudehnen, und daher infolge des eigentlichen Strahlungseffekts weniger zusammenfallen als sie sollten (daher das vormittagliche Minimum), bei Abkühlen hört der Zwang auf, die Fäden spreizen sich entsprechend der oben erwähnten Pendelbewegung anfangs mehr, als sie sollten — daher (bei darauf folgender Beruhigung) das nachmittagliche Maximum.

Wenn die Instrumente durchweg bei Erwärmung und Kondensation kleinere, bei Abkühlung und Verdampfung große Werte anzeigen, so muß das bei Beobachtung im Freien unter der Wirkung der meteorologischen Elemente zum Ausdruck kommen; dies hat sich auch tatsächlich nicht nur im Tagesgange an wolkenlosen Tagen, sondern auch an gestörten Tagen, speziell solchen mit Niederschlag, gezeigt,

wogegen der Einfluß des Barometerstandes und seiner Schwankungen in keiner Weise deutlich hervortraten.

Bei plötzlicher direkter Sonnenbestrahlung fallen die Fäden zusammen, und es zieht sich hauptsächlich der der bestrahlten Wand zugewandte Faden von ihr zurück, nach Aufhören der Bestrahlung gehen die Fäden wieder auseinander, und der der bestrahlt gewesenen Wand nahe Faden nähert sich ihr wieder. Es sind also nicht nur durch Luftbewegung verursachte Schwingungen, sondern es ändern sich tatsächlich die Abstände der Fäden; dasselbe habe ich öfters beobachtet, wenn nicht direktes Licht, sondern von der blendenden Schneedecke reflektiertes Licht plötzlich Zutritt bekam bei Entfernen der Schutzhüllen, ebenso auch mehrere Male im Zimmer bei plötzlichem Belichten mit einer 24 kerzigen Osramlampe. Als ganz sicher muß ich auch die Beobachtung bezeichnen, nach welcher ich bei starker Kälte (unter -10^0) bei geringer Erschütterung des Apparats ein Zusammenfallen der Fäden beobachtet habe. Fernerhin gehört hierher, daß das Instrument II in Braunschweig etwa 11 $\frac{\text{Volt}}{\text{Stunde}}$ zeigte, hier jedoch nach Eintreffen bis 9. Dezember etwa 22 $\frac{\text{Volt}}{\text{Stunde}}$, und, nachdem es vom 9. Dezember bis 8. Januar 1913 in das Registrierzimmer beiseite gesetzt war, plötzlich 15 $\frac{\text{Volt}}{\text{Stunde}}$, bei welchem Werte es bis heute verblieb. Ähnliche plötzliche Schwankungen ohne ersichtlichen Grund sind mir auch von den Herren Professor Wulf und Gockel berichtet.

Die soeben erwähnten Transport- und Erschütterungs-, Strahlungs- und Wärmewirkungen, insbesondere auch die Isolationsbeobachtungen deuten doch wohl dahin, daß die verschiedenen Ausdehnungskoeffizienten von Faden- und Metallbestäubung bei Temperaturänderungen Zwangsverhältnisse schaffen, unter denen die Sicherheit der Beobachtungen ganz wesentlich leiden kann, wenn es sich um so kleine Größen handelt wie bei den Schwankungen der durchdringenden Strahlung oder bei der Bestimmung von Ionenzahl und -geschwindigkeit.

Nicht nur die beiden erwähnten Elektrometer, sondern auch das in meinen Ebert-Aspirator eingebaute und das zu den laufenden Messungen dienende Wulfsche Elektrometer zeigen die Erscheinung, daß die Fäden zusammenfallen, wenn ein warmer Luftstrom an das Gehäuse geblasen wird, und wieder auseinandergehen, wenn Abkühlung eintritt.

Soweit der Auszug aus meiner von Bergwitz zitierten Arbeit. Es geht aus den in der Praxis erhaltenen Zahlen hervor, daß bei Messung an ein und demselben Standort der Einfluß von Barometerschwankungen (diese dürften nur bei Ballonfahrten schwer ins Gewicht fallen) ganz gering ist gegenüber dem der Temperatur, daß also für derartige Messungen, die neuerdings von Günther & Tegetmeyer eingebaute Platte P wenig Besserung bringen kann. Ob der Einfluß der Temperatur nur in der Wirkung auf die Träger K zu suchen ist, wie Günther & Tegetmeyer es meinen, oder auch in der von mir gemutmaßten auf die Fäden, werden die notwendigen Umbauten am Apparat zeigen. (Der Einschluß des Instruments in ein die Wärme schlecht leitendes Medium kann doch nur ein Notbehelf sein.) Ohne Übertreibung glaube ich aber behaupten zu können, daß nach obigen Konstatierungen ein großer Teil der mit dem Wulfschen Strahler angestellten Beobachtungen (speziell alle bei Ballonfahrten ausgeführten) mit großem Mißtrauen zu betrachten und daher nachzuprüfen sein werden. Ich möchte aber noch weiter gehen und die Frage aufwerfen, ob die übrigen, zur Messung kleinster Größen dienenden Instrumente, insbesondere der Ebertsche Aspirator, ihrer Aufgabe gewachsen sind. Bereits in meiner Studie über Licht und Luft des Hochgebirges (S. 94, Vieweg 1911) habe ich mein Mißtrauen gegen denselben angedeutet; dasselbe hat sich inzwischen in vieljähriger Praxis und unter Vergleich mit den Registriermessungen nach Schering vertieft. Abgesehen von dem — wie jede Registrierkurve der Leitfähigkeit und des Potentialgefälles zeigt — oft von Minute zu Minute und bisweilen sprunghaft schwankenden atmosphärischen Zustande, abgesehen von den Fehlern, welche (speziell auf Reisen) durch ungenügende Erdung, durch Wollkleidung usw. hineingetragen werden können, ist — wie wir oben gesehen haben — von großem Einfluß das Temperaturverhältnis zwischen Elektrometer und angesaugter Luft. Bei einem gegen die warme Elektrometerwand gesaugten kalten Luftstrom werden die ersten Abfallwerte zu klein, die späteren zu groß erscheinen, im umgekehrten Sinne werden die Fehler liegen, wenn ein gegen die Temperatur der Elektrometerwand wärmerer Luftstrom den Apparat durchläuft. In strahlungskräftigen Klimaten wie dem hiesigen beträgt die Maximaltemperaturdifferenz zwischen Luft und bestrahltem geschwärzten Körper mehr wie 40°; andererseits hat der geschwärzte Körper bei Aufstellung im Schatten und in der Nacht eine gegen die Luft ganz wesentlich erniedrigte Temperatur; es ergibt sich also allein

aus der Temperaturdifferenz die Wahrscheinlichkeit eines unkontrollierbaren, aber wohl bedeutenden Fehlers infolge Apparaturunstimmigkeit. Von vielleicht noch größerem Einfluß könnte aber die Veränderung sein, welche die zu messende Größe selbst, nämlich der elektrische Zustand der Luft, beim Durchgang durch den Apparat (infolge Änderung von Temperatur, Feuchtigkeitsgehalt, und daher Zu- oder Abnahme von Molionen) erfährt, wenn sie — wie es meist und nicht selten in sehr starkem Maße der Fall sein wird — gegen denselben verschieden temperiert ist. Ich fürchte, wir sind noch weit entfernt von einer sicheren Berechnung von Ionengröße und -geschwindigkeit in atmosphärischer Luft.

(Eingegangen 25. August 1913.)

BESPRECHUNGEN.

W. F. Osgood, Lehrbuch der Funktionentheorie. Band I. (Sammlung von Lehrbüchern auf dem Gebiete der mathematischen Wissenschaften mit Einschluß ihrer Anwendungen. Band III, 1.) Zweite Auflage. gr. 8. XII u. 766 S. mit 158 Figuren. Leipzig u. Berlin, B. G. Teubner. 1912. M. 17.—. gebunden M. 18.—

Wenn für ein Werk, das sich in erster Linie an den Mathematiker von Fach wendet, binnen 6 Jahren eine Neuauflage nötig wird, so spricht das wohl mehr als alle Empfehlung. Man kann in der Tat schon heute das Osgoodsche Buch als ein Standardwerk der mathematischen Literatur bezeichnen. Von den modernsten Gesichtspunkten aus stellt der Verfasser die Funktionentheorie dar, indem er vor allem die Forderung der gegenwärtig erreichbaren Strenge erfüllt.

Der bisher allein erschienene erste Band, der jetzt in erheblich erweiterter Form vorliegt, enthält die wichtigsten Tatsachen der Differential- und Integralrechnung und darauf aufgebaut die Theorie der Funktionen einer komplexen Größe. Für den Physiker sind wohl die Kapitel über die konformen Abbildungen, über die Reihen- und Produktentwicklungen und über das logarithmische Potential besonders wichtig und interessant. J. Sommer.

Berichtigung.

Infolge eines Versehens sind die drei oberen Spektren auf Tafel XLIII in Fig. 4, Heft No. 18, vertauscht und die beigefügten Buchstaben stimmen nicht. Spektrum *a* gehört dem Tellur an, *b* und *c* sind Aufnahmen des Selenspektrums. — In Fig. 5 soll es heißen: Direkte Aufnahme von dem Fluoreszenzbild mit Quarzflußspatachromat auf 9 : 12 Platte. W. Steubing.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule München Dr. M. Lagally für höhere Mathematik, an der Deutschen Universität Prag Professor Dr. Wilhelm Sigmund für Biochemie.

Ernannt: Der Privatdozent an der Technischen Hochschule Danzig Dr. Ing. Rudolf Plank zum ord. Professor der Wärmemechanik und Elastizitätstheorie an derselben Hochschule, der Privatdozent an der Technischen Hochschule Danzig Dr. Ing. Arthur Pröll zum ord. Professor für technische Mechanik und flugtechnische Aerodynamik an der Technischen Hochschule Hannover (als Nachfolger von M. Weber), der derzeitige Direktor der Amsterdamer Allgemeinen Radium-Aktiengesellschaft zu Berlin Dr. F. L. Kohlrausch zum a. o. Professor und Leiter des Instituts für Radiumkunde der Königl. Bergakademie Freiberg i. S. (an Stelle des krankheitshalber zurücktretenden a. o. Professor H. W. Schmidt), der Privatdozent der Chemie an der Technischen Hochschule Dresden Dr. Hermann Thiele zum a. o. Professor an derselben Hochschule.

Verliehen: Dem ord. Professor für organische Chemie an der Technischen Hochschule Breslau Dr. Wilhelm Semmler der Titel Geh. Regierungsrat.

Erweiterung des Lehrauftrags: Dem ord. Professor der Physik an der Universität La Plata Dr. Richard Gans wurde die ord. Professur für physikalische Chemie an derselben Hochschule übertragen.

Vom Lehramt zurück: Der a. o. Professor für Chemie an der Technischen Hochschule Darmstadt Dr. A. Kolb (behufs Übertritts in die Technik), der Dozent für analytische Chemie an der Technischen Hochschule Danzig Dr. Wilhelm Plato (behufs Übertritts in die Technik).

In den Ruhestand: Der ord. Professor für höhere Mathematik an der Eidgen. Technischen Hochschule in Zürich Dr. C. F. Geiser.

Gestorben: Der Physiker und Privatgelehrte Dr. phil. h. c. Viktor Schumann in Leipzig.

Angebote.

Elektro-Physiker.

Elektro-Ingenieur mit guten physikalischen Kenntnissen für Prüfraum von Spezialfabrik wissenschaftlicher Apparate und Instrumente (Röntgen- u. elektromedizinische Apparate) **gesucht.** Herren aus der Branche bevorzugt. Gute, entwicklungsfähige Stellung. Offerten mit Lebenslauf und Gehaltsansprüchen sub **D. K. 357** an **Rudolf Mosse, Berlin SW.**

Gesuche.

Physiker, Dr. phil.

sucht Assistentenstellung an Hochschule oder technischem Laboratorium. Off. an die Exped. dieser Zeitschrift unter **S. H. 404** erbeten.

Für die Redaktion verantwortlich Dr. Hans Busch in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

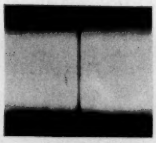


Fig. 1. Lithium-Duplett (6708).

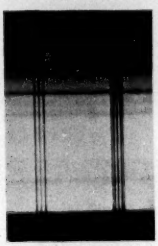


Fig. 2. Äußere Komponenten der Natriumlinien niedriger Temperatur im Magnetfelde.

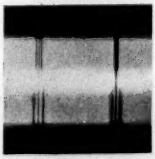


Fig. 3. Magnetisierte Natriumlinien in der Gas-Sauerstoff-Flamme.

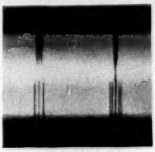


Fig. 4. Magnetisierte Natriumlinien von 300° C.

P. Zeeman, Die rote Lithiumlinie und die spektroskopische Atomgewichtsbestimmung.
H. R. Woltjer und P. Zeeman, Magnetische Auflösung von Spektrallinien und Temperatur.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig.

LIBRARY

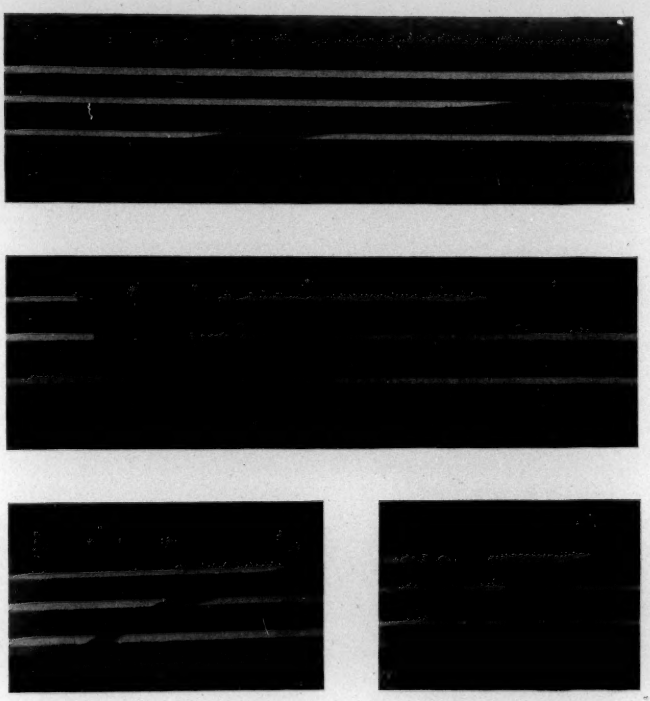


Fig. 2.